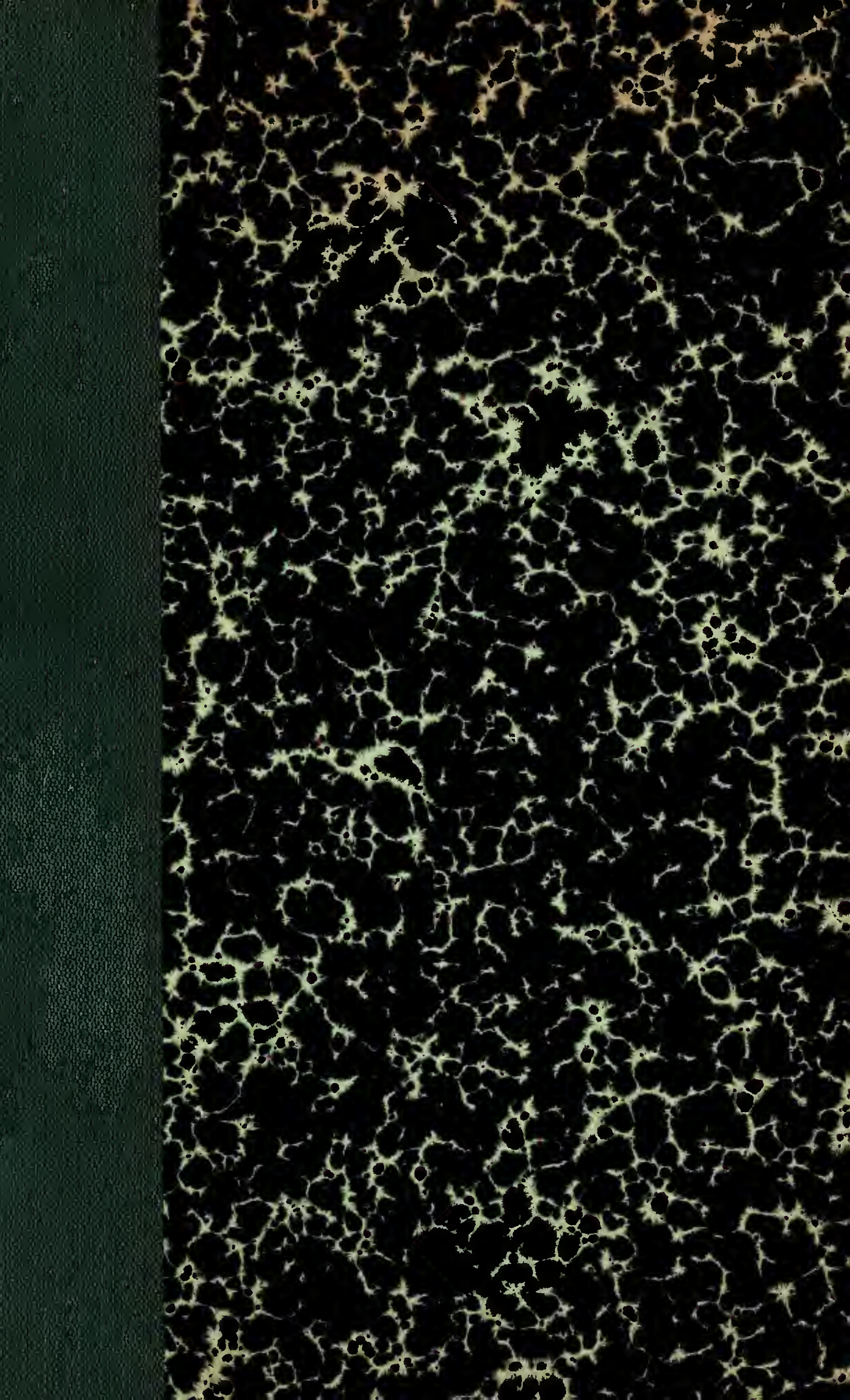



Septemb 1899
R W Gibson Invt



ARCHIVES

DES

SCIENCES PHYSIQUES ET NATURELLES

Société générale d'imprimerie, Pélisserie, 18, Genève

BIBLIOTHÈQUE UNIVERSELLE

ARCHIVES

DES

SCIENCES PHYSIQUES ET NATURELLES

CENT DIX-HUITIÈME ANNÉE

QUATRIÈME PÉRIODE

TOME TRENTE-CINQUIÈME

GENÈVE

BUREAU DES ARCHIVES, RUE DE LA PÉLISSERIE, 18

PARIS
H. LE SOUDIER
174-176, Boul. St Germain

LONDRES
DULAU & Cᵒ
37, Soho Square

NEW-YORK
G. E. STECHERT & Cᵒ
151-155, W25th Street

Dépôt pour l'ALLEMAGNE, GEORG & Cie, a BALE

1913

LE SPECTROGRAPHE A PRISMES

DE

L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE ZURICH

PAR

Pierre WEISS et R. FORTRAT

On dispose aujourd'hui de moyens puissants pour analyser la lumière, les plus grands progrès réalisés depuis une vingtaine d'années sont dus au grand perfectionnement des réseaux et à la création d'interféromètres qui, malgré une grande simplicité de construction, ont un grand pouvoir séparateur. Toutefois, les appareils à prismes, plus anciens, gardent à certains égards l'avantage ; ils permettent d'obtenir une région du spectre aussi étendue qu'on le désire, sans superposition d'une partie étrangère; ils répartissent la lumière dans un seul spectre très lumineux et uniformément éclairé; enfin, la grande rapidité avec laquelle la dispersion augmente avec la fréquence, quand on se déplace vers les régions de faible longueur d'onde, leur donne pour ces régions, une grande supériorité. Dans un grand nombre de phénomènes optiques, ils valent mieux que n'indique la dispersion de l'appareil : en effet, c'est souvent la fréquence et non la longueur d'onde, qui intervient comme grandeur carastéristique. Par exemple, les raies d'une même série, par l'action d'un même champ magnétique, donnent des composantes dont l'écart est le même dans l'échelle des fréquences; la grandeur caractéristique de leur décomposition est :

$$\delta n = -\frac{\delta\lambda}{\lambda^2}$$

Dans un réseau, l'écart d_r des composantes, proportionnel à $\delta\lambda$ vaut $A\delta\lambda$ d'où

$$d_r = A\lambda^2\delta n$$

d_r décroît comme λ^2 quand λ diminue.

Avec des prismes, au contraire, l'écart $d_{p'}$, proportionnel au pouvoir dispersif, a pour expression $B\frac{\delta\lambda}{\lambda^3}$ ou :

$$d_p = B\frac{\delta n}{\lambda}$$

de sorte qu'il augmente comme $\frac{1}{\lambda}$ quand λ diminue.

Donc, tandis que l'observation du phénomène de Zeeman devient, avec un réseau, de plus en plus difficile quand on avance dans l'ultra-violet, c'est l'inverse qui se produit dans le spectre d'un appareil à prismes.

Il en est de même pour tous les phénomènes dépendant de n; l'échelle dans laquelle on les observe augmente quand λ diminue.

A la vérité, la loi de dispersion et la courbure des raies spectrales sont souvent gênantes, mais les autres avantages sont assez importants pour avoir conduit l'un de nous à faire construire un appareil à prismes de grande puissance. Il a été exécuté par Jobin avec une grande perfection et, après quelques modifications que l'expérience nous a montrées nécessaires, il nous a donné des images très fines; son pouvoir séparateur est très satisfaisant, comme nous le montrerons plus loin.

I. Le spectrographe en flint

Nous avons choisi la disposition autocollimatrice qui possède les avantages connus[1]; la lumière, venant d'une fente F, tombe sur le prisme à réflexion totale P, qui la réfléchit vers le miroir concave M. Celui-ci la rend parallèle et la renvoie à travers un train de prismes à peu près au minimum de déviation pour la raie étudiée. Ce faisceau est marqué sur la figure 1 : les traits pleins sont les rayons extrêmes du faisceau. Après s'être réfractés à travers tous les prismes, ces rayons sont réfléchis sur un miroir plan GG', puis traversent de nouveau tous les prismes en sens contraire. Sur la figure, les rayons qui

[1] Wadsworth, *Phil. Mag.* (5) 38, p, 137, et Jobin et Fabry, *Journal de Phys.*, 1904, p. 202.

reviennent du miroir plan GG′ sont marqués en pointillé. Ils rencontrent de nouveau le miroir concave M et viennent converger en F″ sur la plaque photographique.

Un faisceau au minimum de déviation suivrait exactement le

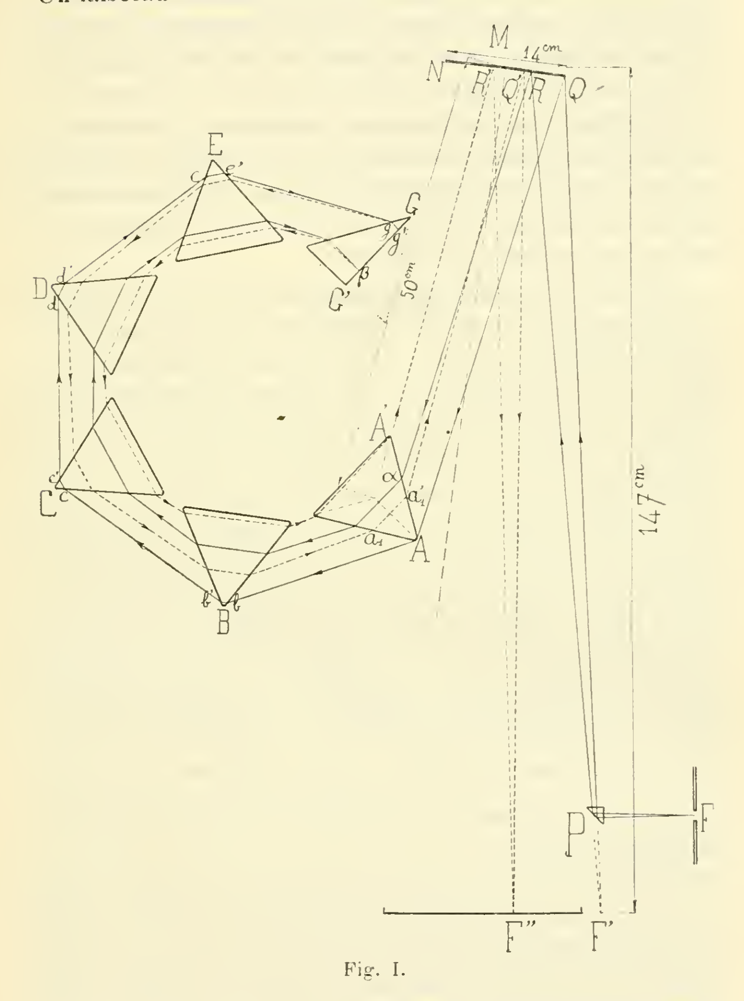


Fig. I.

même chemin à l'aller et au retour, et viendrait converger en F′. Comme les prismes sont traversés seulement par la lumière parallèle, la qualité des images ne dépend que des qualités optiques des différentes parties.

L'autocollimation permet de n'employer qu'un objectif, qui est ici le miroir M. La partie dispersante de notre spectrographe est formée de cinq prismes d'environ 63° et d'un prisme rectangle d'angle moitié, qu'on peut considérer comme un prisme entier, coupé suivant la face bissectrice GG′ de l'angle réfringent ; cette face est argentée et sert de miroir plan. La dispersion est donc égale à celle de onze de ces prismes.

Les prismes sont montés sur un train Hamy[1], assurant l'égalité des angles, entre les faces de deux prismes consécutifs, quand on les fait tourner. Grâce à lui, un rayon qui traverse le premier prisme au minimum de déviation, traverse tous les autres dans les mêmes conditions.

Marche de la lumière dans l'appareil. — Si l'on ne tient pas compte des pertes dues à la réflexion et à l'absorption, on reconnaît facilement que, dans le faisceau au minimum de déviation, il y a concentration en F′ de toute la lumière qui rencontre le prisme A et qui ne disparaît pas par absorption ou réflexion; mais une construction simple montre que tous les autres faisceaux ont perdu une partie de la lumière entrée dans A et d'autant plus qu'ils sont plus éloignés du minimum de déviation. Sur la figure (1), on a montré le chemin que suit un faisceau plus réfrangible que celui au minimum de déviation et on n'a dessiné que la partie utile du faisceau. On voit qu'il n'utilise effectivement que la partie $A\alpha$ de la face d'entrée du prisme A, puisque le rayon qui entre en α, sort par l'extrémité A′ de la face du prisme. Ce faisceau a donc perdu, dans la traversée des prismes, la fraction $\frac{A'\alpha}{A'A}$ de la lumière qui avait rencontré AA′. Le faisceau au minimum donne donc l'image la plus lumineuse en F′.

D'autre part, à la sortie du prisme A les faisceaux de différentes radiations s'écartent l'un de l'autre. Pour que le miroir les reçoive tous, il faudrait le mettre tout près de ce prisme; mais celui-ci ne doit pas non plus être entre le miroir et la plaque photographique, et une trop grande obliquité des rayons lumineux sur le miroir gâterait les images.

[1] Hamy, *Journal de Phys.*, 1908 (4), t. VIII, p. 52.

On satisfait à ces conditions contradictoires en donnant au miroir une ouverture notablement plus grande que la face A′ du premier prisme et en l'éloignant de ce prisme.

Position de la fente. — La première remarque relative à la luminosité montre qu'on devrait mettre le milieu de la plaque en F′. Alors, pour que le petit prisme P ne projette pas son ombre sur elle, il faudrait l'élever un peu de façon que les rayons de retour passent au-dessous de lui. Cette solution a dû être rejetée à cause de l'imperfection des images données par la combinaison d'un prisme traversé par des rayons inclinés sur sa section principale avec un miroir utilisant un faisceau oblique à l'axe.

En effet, la déviation d'un faisceau parallèle par un prisme est d'autant plus grande que les rayons le traversent dans une section plus oblique sur la section principale, et par suite, une fente rectiligne donne toujours une image courbe ; en outre, cette image est inclinée sur la verticale si la direction générale du faisceau n'est pas parallèle à la section principale. Cet effet est très considérable avec 11 prismes de 60° : leurs sections principales étant horizontales et le faisceau descendant de 3 cm. sur une longueur de plus de 3 m., les images de la fente sont des arcs de courbe de direction moyenne très inclinée. Dans ce qui suit, nous négligerons leur courbure, ce qui revient à prendre une fente très courte. Les images sont alors de petites droites que l'on peut redresser en inclinant convenablement la fente, mais elles perdent leur netteté à cause de l'astigmatisme du miroir.

On sait, en effet, qu'un miroir de révolution ne donne d'image stigmatique que sur son axe principal : tout faisceau lumineux d'incidence moyenne oblique au miroir, donne un faisceau réfléchi s'appuyant sur les deux focales rectangulaires de Sturm, ici verticale et horizontale. Par suite, une petite droite lumineuse (la fente du spectroscope), située en dehors de l'axe principal du miroir, ne donnera une image réfléchie fine, que si cette image est parallèle à l'une des focales, c'est-à-dire ici, si elle est verticale ou horizontale : or, nous avons, sur le même miroir, deux réflexions entre lesquelles les prismes font pour

ainsi dire tourner le faisceau, si bien que, par l'une des réflexions au moins, l'image de la fente sera mauvaise.

Pour cette raison, nous mettons le prisme P sur le côté de la chambre photographique, à la hauteur même du spectre photographié: la plaque est mise à gauche de F', parce que la dispersion y est plus grande que de l'autre côté: toute la lumière utilisée est plus réfrangible que celle pour laquelle le train de prismes est au minimum de déviation. On doit placer le miroir M de façon dissymétrique: la figure montre que le faisceau incident PQR doit le rencontrer près du bord Q, tandis que le bord N ne sort qu'au retour des rayons.

Pouvoir séparateur. — La grandeur qui caractérise le mieux la valeur d'un spectrographe n'est pas la longueur occupée sur la photographie par un intervalle d'un angström, bien que l'on n'indique souvent qu'elle dans les descriptions des appareils. On peut, en effet, écarter autant que l'on veut deux raies spectrales données en augmentant suffisamment la distance focale de l'objectif; comme la finesse des raies diminue, le profit total est nul; il suffit de choisir la distance focale assez grande pour que les images restent grosses par rapport au grain de la plaque. La puissance de résolution d'un appareil est au contraire exprimée d'une manière satisfaisante par la quantité appelée *pouvoir séparateur*. C'est le quotient $\frac{\lambda}{\delta\lambda}$, où λ est la longueur d'onde de la région spectrale considérée et $\delta\lambda$ la différence des longueurs d'onde des raies les plus rapprochées que l'on peut encore distinguer.

Rayleigh[1] a traité le problème du pouvoir séparateur en indiquant quels facteurs limitent la distance de deux raies que l'appareil permet de séparer. Chaque image monochromatique de la fente, c'est-à-dire chaque raie spectrale, est, par suite de la dispersion, plus large que la fente. Pour une fente infiniment étroite, une image monochromatique a une intensité représentée par les ordonnées de la courbe OA'N (Fig. 2), la largeur de cette courbe en cloche est inversement proportionnelle à la largeur du faisceau monochromatique qui rencontre l'objectif

[1] Rayleigh, *Scientific Papers* Vol. I, p. 414.

avant de former cette image, et proportionnelle à la distance focale de l'objectif.

Imaginons, d'autre part, que le spectre contienne une raie très voisine, dont l'intensité est représentée par la courbe ABM, et admettons, avec Rayleigh, que les deux maxima A et A′ ont même valeur, c'est-à-dire que les deux raies soient identiques, l'intensité résultante est représentée (à une échelle moitié) par la courbe pointillée E BE′N. Si le maximum d'intensité de l'une

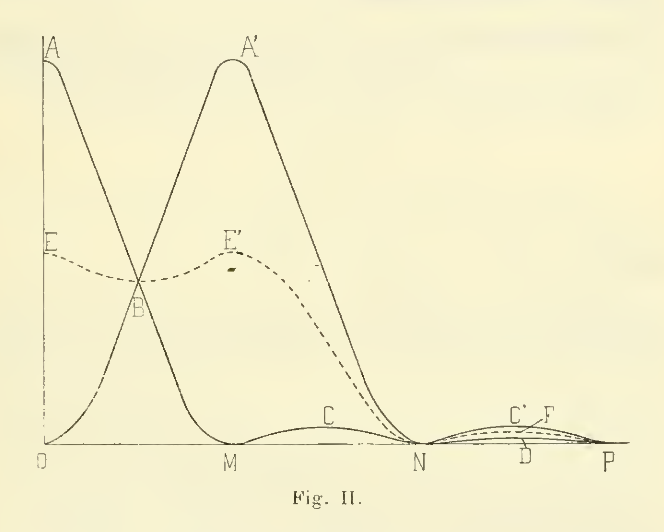


Fig. II.

des raies coïncide avec le minimum de l'autre raie, l'intensité minimum en B vaut les $^4/_5$ de l'intensité maximum en E ou E′. On admet que cette condition est juste suffisante pour que les deux raies spectrales soient vues séparées : c'est-à-dire que les raies A et A′ sont aussi rapprochées qu'il est possible, pour qu'elles soient vues distinctes.

On voit facilement quelles conditions doivent être réalisées pour avoir un bon pouvoir séparateur, il faut :

1° Rétrécir les raies spectrales en luttant contre la diffraction.

2° Les écarter l'une de l'autre, en augmentant la dispersion qui est proportionnelle au pouvoir dispersif de la matière des prismes et à la somme de leurs angles.

Rayleigh a calculé l'intervalle minimum (en longueur d'onde)

de deux raies séparées par un spectrographe à prismes et il a trouvé :

$$\delta\lambda = \frac{\lambda}{e \frac{dn}{d\lambda} 10^8} \qquad (1)$$

où λ est la longueur d'onde en angströms, e la différence, en cm., de l'épaisseur totale des prismes à la base et au sommet, $\frac{dn}{d\lambda}$ le pouvoir dispersif du verre.

Cette formule montre qu'il faut prendre un verre très dispersif et des prismes aussi grands et aussi nombreux que possible.

Rappelons que, pour un réseau, la formule analogue est

$$\delta\lambda = \frac{\lambda}{mn}$$

m étant le nombre total des traits du réseau, n l'ordre du spectre.

A la vérité, la condition théorique donnée par Rayleigh ne peut jamais être atteinte, non seulement parce que l'intensité en B n'est guère inférieure à l'intensité en E ou E′, mais surtout parce qu'une raie spectrale n'est jamais parfaitement monochromatique et que la fente a une largeur appréciable ; nous indiquerons plus loin, en même temps que nos résultats, de quelle façon nous avons mesuré le pouvoir séparateur en nous plaçant dans les conditions théoriques indiquées, au moyen de deux raies voisines, d'égale intensité.

Les prismes de verre.

La partie fondamentale de l'appareil est le système dispersif. Le verre dans lequel on taille les prismes doit satisfaire à un certain nombre de conditions; on doit lui demander surtout :

1° d'être très dispersif et néanmoins transparent;

2° d'être homogène, sans trempe ni bulles, bien qu'en assez gros blocs ;

3° de se bien conserver, c'est-à-dire de ne pas être mou, ni altérable aux vapeurs et aux gaz qui peuvent se trouver dans un laboratoire, et surtout dans une salle de spectroscopie.

Le verre fourni par la maison Parra Mantois est très dispersif. Son indice est

$$n = 1{,}59209 + \frac{8{,}9.10^5}{\lambda^2} + \frac{2.10^{10}}{\lambda^4} \qquad (2)$$

où λ est la longueur d'onde en angströms. Il a été choisi de façon à garder néanmoins une grande transparence, et à être suffisamment inaltérable. Cette solution est nettement différente de celle qu'ont adoptée récemment du Bois, Elias et Löwe.[1] Le verre qu'ils ont choisi a un indice beaucoup plus élevé et une dispersion beaucoup plus forte :

$$n_{5896} = 1{,}794$$
$$\delta_n \text{ de } C(6563) \text{ à } F(4861) = 0{,}0309$$

Dans notre appareil, les données correspondantes sont :

$$n_{5896} = 1{,}61754$$
$$\delta_n \text{ de } C \text{ à } F = 0{,}017$$

Par contre, notre verre est à peine teinté de jaune verdâtre et possède d'excellentes qualités optiques, peu de bulles et presque pas de trempe.

Perte de lumière par réflexion.

Si les différentes réflexions subies par le faisceau lumineux chaque fois qu'il rencontre une nouvelle surface transparente lui faisaient perdre la même fraction de son intensité, le rendement lumineux serait par trop médiocre. Les angles réfringents de prismes ont été choisis de façon que les radiations au minimum de déviation rencontrent les faces à peu près sous l'incidence brewstérienne: Chaque réflexion n'enlève au faisceau que de la lumière polarisée dans le plan d'incidence, mais toute la lumière polarisée perpendiculairement à lui ne subit de perte que par l'absorption. L'appareil fonctionne en même temps comme polariseur. En réalité, la condition d'incidence ne peut être réalisée à la fois pour toutes les radiations et on a attaché moins d'importance à donner aux angles des prismes

[1] du Bois, Elias et Löwe. *Arch. néerlandaises*, 1909, s. II, t. XIV, p. 81.

des valeurs bien déterminées qu'à faire leurs faces très planes. Leur hauteur est de 85 mm, la largeur de faces 81 mm, et les angles réfringents sont voisins de 63° (entre 62°, 58′, 50″ et 63°, 30′). Le train Hamy, sur lequel ils sont montés, a toutes ses plateformes horizontales, sauf la dernière qu'on peut incliner pour régler la verticalité du miroir GG′.

Un solide bâti de fonte porte la fente F, le prisme à réflection totale P et un cadre métallique robuste destiné à recevoir le châssis photographique. Ce châssis et la fente peuvent ne pas être rigoureusement à la même distance du petit prisme P ; en les rendant mobiles l'un et l'autre, on facilite beaucoup le réglage.

Influence de la température.

Des changements de température détruisent l'homogénéité optique des prismes et nuisent par conséquent à la qualité des images. Ils jouent aussi un autre rôle gênant, pendant les longues poses ils déplacent les lignes spectrales, lentement, mais d'une quantité très appréciable. Pour avoir une température uniforme et constante, nous avons entouré tout l'appareil par une circulation d'eau de la ville et recouvert le tout par des couvertures.

Résultats

La dispersion augmente très vite avec la fréquence, comme le montre la formule (2) donnant l'indice du verre. Mais l'absorption du verre empêche d'arriver au-dessous de 4100 U.A. Sur chaque photographie, l'intensité décroît depuis le bord droit F′ de la plaque, mais elle est très suffisamment uniforme sur une longueur de 5 cm. La plaque est bien utilisable sur une longueur de 9 cm ; au-delà, les images formées par un faisceau étroit à la sortie des prismes sont pâles et manquent de netteté. Toutefois, comme la dispersion y est très grande, il arrive que, pour des raies très intenses, la partie gauche de la plaque est encore utilisable.

Il n'est pas très aisé de mesurer le pouvoir séparateur d'un

spectroscope, car on ne dispose que rarement de l'écart de deux raies et, quand on sépare deux raies fines voisines l'une de l'autre, rien ne prouve qu'on ne séparerait pas encore un intervalle plus petit. On pourrait se servir du champ magnétique pour écarter à volonté des raies voisines, il est alors difficile d'avoir des raies bien monochromatiques. Nous nous sommes servis, pour faire les mesures que nous allons indiquer, de bandes spectrales et de raies spontanément renversées.

Les bandes spectrales sont formées de raies dont l'écart augmente régulièrement et lentement depuis la tête: on peut alors y trouver un intervalle encore séparé, tandis que l'intervalle voisin, à peine plus petit, ne l'est plus.

Les raies spontanément renversables sont des raies floues, mais, quand elles sont renversées, elles sont formées de deux raies claires, dégradées vers les bords extérieurs, nettes, par contre, sur les bords intérieurs.

Sur une image d'une raie renversée, les deux parties claires vont en s'écartant l'une de l'autre: la partie la plus étroite correspondant à la partie positive de l'arc. Sur certaines de ces raies, nous avons pu mesurer l'intervalle des deux bords intérieurs à l'endroit où ils commencent à être séparés. Bien que, en toute rigueur, la théorie de Rayleigh ne s'applique pas ici sans modification, nous croyons obtenir ainsi une assez bonne valeur du pouvoir séparateur de l'appareil.

En prenant dans la formule (2) seulement les deux premiers termes, on trouve, pour l'intervalle séparé, d'après la formule (1):

$$\delta\lambda = \frac{\lambda^4 . 10^{-14}}{165}$$

Pratiquement, il faut tenir compte de la largeur de la fente. Quel serait le pouvoir séparateur s'il n'y avait pas de diffraction, et que la fente, au lieu d'être infiniment étroite, ait par exemple $^1/_{100}$ mm. de large? Chaque raie spectrale supposée parfaitement monochromatique aurait deux bords parfaitement nets à $^1/_{100}$ mm. l'un de l'autre et elle paraîtrait avoir, en UÅ une largeur $\delta'\lambda$ d'autant plus grande que la dispersion est plus faible. Admettons, en première approximation, que

deux raies spectrales sont séparées avec une fente de $^1/_{100}$ mm. si leurs longueurs d'onde diffèrent de plus de

$$\delta\lambda + \delta'\lambda$$

Dans le tableau qui suit, nous donnons, à côté de $\delta\lambda$, les valeurs de $\delta\lambda + \delta'\lambda$.

Enfin, rappelant que, dans un réseau, le plus petit intervalle séparé vaut

$$\frac{\lambda}{mn}$$

où m est le nombre de traits du réseau, et n l'ordre du spectre, nous donnons les valeurs de $\frac{\lambda}{\delta\lambda}$ calculées d'après la théorie de Rayleigh pour notre appareil et pour un réseau de 16 cm. de long, ayant 780 traits au mm.

En résumé, le tableau suivant contient :

Première colonne: les longueurs d'onde λ.

Deuxième colonne: $\delta\lambda$ calculé pour une fente infiniment fine.

Troisième colonne: $\delta\lambda + \delta'\lambda$ calculé pour une fente de $^1/_{100}$ mm. de largeur.

Quatrième colonne: $\delta''\lambda$ Distance minimum de deux raies vues séparées.

Cinquième colonne : Pouvoir séparateur $\frac{\lambda}{\delta\lambda}$ calculé pour le spectrographe à prismes avec une fente infiniment étroite.

Sixième colonne: id., calculé pour le deuxième spectre d'un réseau de 125.000 traits.

Septième colonne : id. $\frac{\lambda}{\delta''\lambda}$ observé pour le spectrographe à prismes.

Huitième colonne : Longueur en mm. occupée sur la plaque du spectrographe à prismes par 1 angström.

λ	$\delta\lambda$	$\delta\lambda+\delta'\lambda''$	$\delta''\lambda$	POUVOIR SÉPARATEUR			mm
	calculés		observé	calculé prismes	calculé réseau	observé prismes	par angström
5165	0,043	0,063	0,11	$0{,}12.10^6$	$0{,}25.10^6$	$0{,}047.10^6$	0.51
4210	0,019	0,027	0,06	$0{,}22.10^6$	$0{,}25.10^6$	$0{,}07.10^6$	1,08

En résumé le pouvoir séparateur réel est environ le tiers de celui que donne la théorie pour une fente infiniment fine et la moitié de celui que l'on devrait avoir pour une fente de 0,01 mm.

Ces résultats sont assurément satisfaisants et cela d'autant plus qu'une partie de l'écart doit être mis sur le compte de la nature imparfaitement monochromatique des raies employées.

En particulier au voisinage de 4200, la source utilisée est la bande 4200 du cyanogène obtenue avec un arc entre charbons à la pression ordinaire : or, Hagenbach a montré que, pour avoir des raies extrêmement fines, il faudrait le faire jaillir dans une atmosphère raréfiée à une pression de quelques cm. Si l'on songe au grand nombre des surfaces réfringentes et à l'épaisseur de verre traversée par le faisceau, on voit que toutes les qualités optiques de l'appareil sont excellentes.

Pour aller encore plus loin, on ne pourrait songer qu'à augmenter le nombre des prismes, mais pour les faibles longueurs d'onde notre train est déjà presque fermé sur lui-même ; d'autre part, pour faire traverser les prismes plus de deux fois par la lumière, on serait forcé de donner au faisceau une inclinaison nuisible à la qualité des images.

Pour atteindre le violet avancé et l'ultra-violet il aurait fallu choisir un verre moins absorbant, et par suite moins dispersif, nous avons préféré employer les prismes de quartz.

II. Le Spectrographe de quartz.

La première question qui se pose, quand on veut faire un spectroscope de quartz, est relative à la taille des prismes. Pour que la double réfraction n'intervienne pas, il faudrait que l'axe optique soit perpendiculaire à l'arête du prisme et parallèle à sa base, mais alors une autre biréfringence se produit, donnant deux rayons émergeants de polarisations circulaires contraires : on sait en effet que la polarisation rotatoire est due à la différence des indices des deux vibrations circulaires inverses. On adopte généralement la solution de Cornu : deux prismes rectangles égaux sont taillés, l'un dans un quartz droit, l'autre dans un quartz gauche, et les axes sont perpendicu-

laires, dans chacun d'eux, aux côtés correspondants de l'angle droit, les prismes étant accolés par ces faces ; un rayon parallèle à la base et perpendiculaire à l'arête traverse une égale longueur dans le cristal droit et dans le cristal gauche. Mais tout rayon qui ne traverse pas le prisme exactement dans cette position, subit la double réfraction et traverse des épaisseurs très inégales de quartz droit et gauche, de sorte que la compensation ne se produit plus complètement entre les rayons de polarisation droite et gauche. L'effet résiduel peut être considérable, puisque, pour $\lambda = 3000$, 1 mm. de quartz établit entre ces vibrations un retard de plus de $\frac{\pi}{2}$.

A. Cotton nous a suggéré une solution beaucoup plus élégante. Si l'on donne à l'axe optique du quartz la direction de l'arête des prismes, ils se comporteront comme des prismes isotropes si l'on n'admet dans l'appareil que de la lumière polarisée parallèlement ou perpendiculairement à la direction de l'arête. Si la vibration électrique est perpendiculaire à l'axe toute la lumière sera contenue dans le rayon ordinaire, si elle est parallèle à l'axe, dans le rayon extraordinaire.

Or si la lumière rencontre les faces sous l'incidence brewstérienne, l'appareil dispersif fonctionne lui-même comme polariseur ; nous l'avons déjà dit à propos des prismes de flint. Toute la lumière perdue par réflexion vibre parallèlement à l'axe et est empruntée par conséquent au rayon extraordinaire. Si le nombre des prismes était infini le rayon extraordinaire serait éteint ; dans un appareil de cinq prismes et demi, traversés deux fois par la lumière il est déjà considérablement affaibli.

On obtient donc avec cette disposition de l'axe optique du quartz parallèle à l'arête un appareil qui donne la même dispersion que si le milieu était isotrope avec un indice égal à l'indice ordinaire. Les pertes de lumière et l'état de polarisation de la lumière émergeante sont aussi, à peu de chose près, les mêmes que dans l'appareil isotrope.

On peut supprimer complètement le spectre extraordinaire en polarisant la lumière avant la fente. On peut aussi s'en débarrasser en plaçant devant la fente un monochromateur même très peu dispersif : les spectres ordinaire et extraordi-

naire donnés par le grand spectrographe sont assez éloignés l'un de l'autre pour que la lumière admise par le monochromateur dans les deux ne se trouve pas en même temps sur la plaque.

Ces prismes, taillés dans du quartz d'une transparence parfaite pour le spectre visible, ont 60 mm. de hauteur. La largeur des faces est 73 mm. et la largeur de la base vaut environ 81 mm. Pour avoir de bonnes surfaces optiques, on a dû couper les prismes à quelque distance de l'arête, de sorte que leur épaisseur minimum est 4 mm. Un prisme de quartz est au minimum de déviation pour un rayon ordinaire arrivant sous l'incidence brewstérienne quand son angle vaut :

$$\text{pour } \lambda = 5270 \text{ , } 65°45'$$
$$\text{pour } \lambda = 3180 \text{ , } 64°53'20''$$

Les prismes du spectrographe ont des angles variant de 64°55'15" à 65°2'30". Le spectre extraordinaire est très faible ; il n'est jamais apparu sur les plaques, bien qu'on n'ait rien fait pour l'éliminer.

L'influence de la température sur les prismes de quartz est très faible, nous n'avons jamais eu à prendre de ce côté de précautions particulières.

Un appareil à ultra-violet ne doit pas comporter de réflexion sur l'argent qui ne réfléchit que 5 % de la lumière incidente aux environs de $\lambda = 3200$. Il fallait donc changer d'objectif et employer, derrière le demi-prisme, un miroir d'un autre métal. Nous avons d'abord essayé le nickel, mais il est tellement mou qu'on ne peut le travailler sans grandes difficultés. Un essai fait avec un miroir plan nous a donné de mauvais résultats. Nous avons mieux réussi en formant derrière le demi-prisme un miroir de mercure. Une cuve de marbre ayant le contour de la surface à rendre réfléchissante est appliquée contre elle et maintenue à l'aide d'une bande en peau de chamois très propre, collée à la gomme arabique sur les faces latérales des deux objets.

L'objectif.

Renonçant au miroir, malgré le grand avantage qu'il présente d'être parfaitement achromatique nous l'avons remplacé

par une simple lentille de quartz. Il n'est plus nécessaire de la mettre comme le miroir à grande distance du premier prisme du train ; il y a au contraire intérêt à la rapprocher de lui. Le faisceau émergent la rencontre alors avant de s'être étalé, et on peut lui donner une ouverture beaucoup plus faible : nous lui avons donné 75 mm. de diamètre, de telle façon qu'elle encadre la projection sur elle-même de la face d'entrée du premier prisme.

Dans certains cas, comme dans l'étude du phénomène de Zeeman, la lumière à analyser est déjà polarisée. Une lentille de quartz perpendiculaire à l'axe la dépolariserait complètement, et les prismes n'en utiliseraient que la moitié. C'est pourquoi nous avons fait tailler une lentille parallèle à l'axe optique du quartz, et cet axe cristallin est dirigé verticalement comme dans les prismes. La lentille est stigmatique pour un faisceau parallèle : elle est biconvexe et ses rayons de courbure, 74 cm. et 672 cm., satisfont à peu près à la relation

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{4 + n - 2n^2}{n(2n + 1)}$$

la distance focale varie avec la longueur d'onde, de 130 cm. à 140 cm.

Cet objectif n'étant pas achromatique, nous devons faire varier beaucoup la mise au point. Nous avons monté sur une glissière l'ensemble de la chambre photographique et de la fente ; en même temps que la fente, on déplace le système éclairant.

L'objectif réfléchit toujours une partie de la lumière issue de la fente, et cette lumière suffit souvent pour voiler fortement les clichés. La lumière réfléchie par la face arrière de la lentille donne de la fente une image réelle et petite que l'on peut facilement masquer par un écran très étroit ; au contraire, la lumière réfléchie par la première face est divergente, il est avantageux de mettre contre la lentille une bande étroite de papier noir qui porte ombre sur la partie utilisée de la plaque : si on ne démasque que la partie de la plaque ainsi protégée, en mettant devant le châssis photographique un écran qui cache

tout le reste, on obtient des clichés remarquablement transparents.

Cette bande de papier diaphragme un peu le faisceau, mais sans rien ôter du pouvoir séparateur. Il y a néanmoins intérêt à ne pas la laisser quand on a trop peu de lumière.

Enfin, en substituant une lentille au miroir, on doit changer la fente de côté par rapport à la chambre photographique, si on veut rester, par rapport à la déviation minima, du côté de la plus grande dispersion.

Pour projeter la source lumineuse sur la fente, nous avons également une lentille de quartz parallèle à l'axe optique; *dans tout l'appareil, l'axe optique du quartz est vertical et toutes ses parties : lentille de projection, prismes à réflexion totale, lentille-objectif, prismes, n'utilisent que la vibration ordinaire pour laquelle elles se comportent comme un milieu isotrope.*

Résultats. Le quartz a un indice bien connu dans l'ultra-violet, grâce surtout aux travaux de Mascart [1] et de Sarasin [2].

Sa dispersion est beaucoup inférieure à celle du flint de nos prismes de verre. L'indice ordinaire n_0 est donné par la formule

$$n_0 = 1,53158 + \frac{4,34 \cdot 10^5}{\lambda^2} - \frac{0,94 . 10^{11}}{\lambda^4} \qquad (3)$$

λ étant la longueur d'onde en angströms.

Le pouvoir dispersif $\frac{dn}{d\lambda}$, ne vaut que $\frac{8,7}{\lambda^3} . 10^5$ c'est-à-dire la moitié de celui qu'on avait avec le verre.

L'intervalle séparé δ est donné par

$$\delta\lambda = \frac{\lambda}{e \frac{dn}{d\lambda} . 10^8}$$

ici $e = (8,1 - 0,4) . 11 = 84,7$ cm. d'où

$$\delta\lambda = \frac{\lambda^4 \times 10^{-13}}{737}$$

[1] Mascart, *Ann. Ec. norm. sup.*, 1864 (1), t. I, p. 328.
[2] Sarasin, *Archives Sc. phys. et nat.*, 1878, t. L, p. 116.

Le pouvoir séparateur est rendu plus faible que celui du spectographe de verre par la diminution de e et de $\frac{dn}{d\lambda}$.

Pour le mesurer, nous nous sommes servis de raies spontanément renversées de l'arc au fer :

Pour $\lambda = 4200$, nous avons utilisé, comme avec les prismes de verre, la bande violette du cyanogène. Bien que les résultats soient excellents, nous avons l'impression qu'avec des raies plus monochromatiques nous pourrions, dans bien des cas, séparer des intervalles encore plus petits. En effet, toutes les fois que nous nous sommes servis de cet appareil, la finesse des raies était limitée par leur nature physique, et non par le pouvoir séparateur. La longueur occupée sur la plaque par 1 angström, varie beaucoup, presque de 1 à 2, d'un bout à l'autre de la plaque ; nous donnons une valeur moyenne de cette longueur, se rapportant à la partie la moins dispersée, mais la plus nette.

La signification des nombres donnés dans le tableau suivant est la même que dans le tableau de la page 10.

λ	$\delta\lambda$	$\delta\lambda+\delta'\lambda$	$\delta''\lambda$	POUVOIR SÉPARATEUR			mm par angström
	calculés		observé	calculé prismes	calculé réseau	observé prismes	
4600							0,32
4200	0,042	0,069	0,1	$0.1.10^{-6}$	$0.25.10^{-6}$	$0.042.10^{-6}$	0,36
3500	0,020	0,034	0,038	$0.17.10^{-6}$	» »	$0.09.10^{-6}$	0,72
3306							0,94
2835	0,0087	0,0147	0,035	$0.32.10^{-6}$	» »	$0.08.10^{-5}$	1,47
2680	0,007	0,012	0,022	$0.35.10^{-6}$	» »	$0.12.10^{-6}$	1,89
2570	0,006	0,011	0,021	$0.43.10^{-6}$	» »	$0.12.10^{-6}$	1,97
2384	0,0044	0,0079	0,039	$0.54.10^{-6}$	» »	$0.06.10^{-6}$	2,82

La comparaison de la troisième et de la quatrième colonne montre que la séparation observée est pour les plus grands λ presque aussi bonne que celle que le calcul fait prévoir pour une fente de 0,01 mm. En moyenne l'intervalle séparé effectivement est moins du double de celui que donne la théorie. La 5me et la 6me colonne montrent que pour les longueurs d'ondes inférieures à 3000 UÅ le pouvoir séparateur calculé de notre appareil dépasse celui des grands réseaux. La 7me colonne

indique comme pouvoir séparateur maximum effectivement atteint : 120.000.

Nous n'avons pu aller au delà de 2350 UÅ. A cet endroit du spectre, l'absorption du quartz ne laisse plus passer que les rayons les plus voisins de l'arête et diminue beaucoup le pouvoir séparateur[1], comme le montre le tableau précédent. Par contre, au voisinage de cette bande d'absorption, le quartz a une dispersion plus grande que celle déduite de la formule (3).

Pour le spectrographe en quartz, la théorie et l'expérience sont donc plus voisines que pour le spectrographe de flint. Cela tient à la parfaite homogénéité du quartz qui regardé entre nicols croisés dans la direction de l'axe laissait persister l'extinction complète sauf dans quelques plages d'importance subordonnée où il apparaissait une faible lueur. Les résidus de trempe des prismes de flint produisaient dans les mêmes conditions un éclairement beaucoup plus sensible.

Le quartz a manifesté une propriété assez inattendue : dans le spectre extraordinaire le pouvoir séparateur est deux ou trois fois plus faible que dans le spectre ordinaire et la mise au point est difficile. Elle varie même en apparence de quantités de l'ordre de 1 cm. d'un prisme à l'autre. Ces singularités pourraient peut-être s'expliquer en admettant que la matière est homogène quant à la partie sphérique de la surface d'onde, tandis que dans les différentes parties d'un cristal les ellipsoïdes ou ne sont pas tout à fait égaux ou diffèrent quelque peu dans leur orientation relative.

Mesure des clichés.

La mesure des clichés obtenus avec un appareil à prismes présente des difficultés particulières parce que la dispersion varie suivant une loi compliquée. La plupart des expérimentateurs se contentent de mesurer sur le cliché trois raies connues et de calculer trois coefficients d'une formule empirique

$$\lambda = a + bx + cx^2$$

[1] Wadsworth, *Philos. Magazine* (1903), 6me série (5), p. 355.

λ étant la longueur d'onde et x l'abscisse sur le cliché. Des formules plus exactes ont été proposées par exemple par Watts (Index of Spectra). Les calculs qu'entraînent de telles formules sont fastidieux et ne donnent pas d'excellents résultats. Nous aimons mieux mesurer nos clichés plus directement par comparaison avec le spectre du fer[1].

Pour mesurer une longueur d'onde inconnue, on photographie, sans toucher à la plaque, le spectre étudié et celui du fer, en masquant la moitié de la fente pour celui-ci.

Pour une mesure rapide on peut se contenter d'admettre que la dispersion varie linéairement en fonction de la longueur d'onde entre deux des raies consécutives mesurées par Kayser ou par Goos, mais c'est insuffisant quand on veut une grande exactitude. Deux causes d'erreur s'ajoutent : l'erreur relative sur la différence des longueurs d'onde des raies du fer est d'autant plus grande qu'elles sont plus voisines ; l'erreur sur la dispersion est au contraire d'autant plus grande qu'elles sont plus éloignées.

Nous allons montrer comment un graphique simple permet aisément de faire la mesure très exactement. Appelons λ les longueurs d'onde des raies du fer et x l'abscisse de ces raies mesurées sur notre cliché. Calculons les rapports

$$\frac{\Delta\lambda}{\Delta x} = \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{x_2 - x_1}$$

correspondant à deux raies consécutives, puis portons en ordonnées les valeurs obtenues de $\frac{\Delta\lambda}{\Delta x}$, en abscisses $\frac{x_1 + x_2}{2}$, on obtient des points distribués d'autant plus régulièrement que les mesures du spectre du fer sont mieux faites par les auteurs des tables et sur nos clichés. Dans les conditions de dispersion où l'on se trouve avec notre spectrographe, les points $\frac{x_1 + x_2}{2}$, $\frac{\lambda_1 - \lambda_2}{x_2 - x_1}$ se placent à peu près sur une droite et, en traçant convenablement cette droite, on peut éliminer en

[1] Kayser, *Ann. der Physik*, 1900 (3), p. 195, et *Zeitschrift für wiss., Photog.*, 1911 (9), p. 173 et Goos, *Zeitschrift für wiss. Photog.*, 1912 (11) p. 1 et 305.

grande partie les erreurs commises sur les raies du fer. C'est là un grand avantage de la méthode graphique sur l'emploi de formules empiriques qui ne renseignent généralement pas sur le sens et la grandeur des erreurs commises.

Pour donner une idée de l'exactitude obtenue, nous reproduisons ici quelques nombres extraits d'une mesure choisie au hasard :

Longueur d'ondes des raies du fer	$\frac{\Delta\lambda}{\Delta x}$ mesuré	$\frac{\Delta\lambda}{\Delta x}$ calculé d'après la formule $10376 + 0{,}986\left(\frac{X_1 + X_2}{2} - 2735\right)$ déduite de la droite obtenue graphiquement	Différences
4673,178			
	10,376	10.376	0
4678,855			
	10,833	10,860	−27
4683,563			
	11,374	11,365	+ 9
4691,412			
	12,022	12,017	+ 5
4700,211			
	12,575	12,564	+11
4704,962			

Cette mesure porte sur une longueur de 2 cm. 8, tandis que la partie utile de la plaque a 9 cm. de long environ. La valeur de $\frac{\Delta\lambda}{\Delta x}$ mesurée comme nous l'indiquons (troisième colonne) est exacte avec une approximation supérieure au millième quand les mesures sont soignées.

On voit immédiatement comment la connaissance de l'abscisse X d'une raie de longueur d'onde inconnue Λ, permet de déterminer cette longueur d'onde ; x et λ étant l'abscisse et la longueur d'onde d'une des deux raies du fer connues les plus voisines d'elle,

$$\Lambda = \lambda + (x - X)\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta x}\right)$$

$\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta x}\right)$ étant déterminé par la construction graphique que nous venons d'indiquer, comme ordonnée du point d'abcisse $\frac{X + x}{2}$.

Il est quelquefois avantageux de modifier cette méthode en portant en abscisses les longueurs d'onde et en conservant pour les ordonnées, les valeurs de $\frac{\Delta\lambda}{\Delta x}$. Tel est en particulier le cas

du phénomène de Zeeman où l'on connaît la longueur d'onde de la raie à étudier et où l'on cherche l'écart des composantes. On se rend compte facilement que l'on peut alors faire sans inconvénient la photographie du phénomène à étudier et celle du spectre de comparaison sur deux plaques distinctes. Les raies ne risquent plus alors de se mêler.

Il est intéressant de comparer la dispersion obtenue à celle des autres spectrographes ; nous reproduisons, en y ajoutant nos données, les indications publiées par du Bois, Elias et Löwe. Nous avons cru bon de mettre, dans une dernière colonne, les dispersions rapportées à une distance focale de 1 m. Toutefois, pour faire une comparaison complète, il faudrait aussi ajouter des indications précises sur l'ouverture des faisceaux et les qualités optiques des appareils.

	Longueur occupée sur la plaque par 1 angström au voisinage de 4340 UÅ	
	1° Avec la distance focale des appareils	2° En ramenant toutes les distances focales à 1 m.
Bruce	0,14	
Mills	0,08	
Fabry et Jobin	0,20	0,20
du Bois Elias et Löwe	0,196	0,755
Réseau de Rowland de l'Université de Berlin — 1er ordre	0,218	0,656
Weiss (verre)	1,03	0,736
Weiss (quartz)	0,37	0,264
Weiss (quartz) au voisinage de 2350 A	3,—	2,30

Pour compléter la description de cet appareil, il faudrait donner encore des renseignements sur sa luminosité. Il est plus difficile de traduire cette propriété par des nombres. Des photographies du phénomène de Zeeman, qui exigent plus d'une heure de pose avec le réseau ont été obtenues en quelques minutes. Avec des expositions plus longues, on a pu photographier des raies dont la faible intensité rendait l'étude impossible avec un réseau, même dans le spectre visible. Dans la bande

violette très pâle du spectre de Swan, il a permis d'observer des raies nouvelles importantes.

Plusieurs études sur les Spectres de Bandes[1], sur le Phénomène de Zeeman en valeur absolue[2] ont déjà été faites avec cet appareil, d'autres sont en voie d'exécution.

[1] Fortrat, *C. R*, t. 154, p. 1153.
[2] Fortrat, *C. R.*, t. 155, p. 1237.

DÉTERMINATION THÉORIQUE

DE LA

VARIATION DE LA MASSE DE L'ÉLECTRON

EN FONCTION DE LA VITESSE

PAR

J. KUNZ

Plusieurs investigations expérimentales ont été effectuées sur la variation de l'inertie électromagnétique de l'électron. Quoique la précision et le nombre des expériences ne soient pas encore suffisantes pour trancher définitivement entre les théories d'Abraham et de Lorenz-Einstein, les derniers résultats expérimentaux, notamment ceux de C.-E. Guye et S. Ratnowsky tendent à décider la question en faveur de la théorie de la relativité.

Dans la recherche suivante, je vais, sur une base quasi mécanique déduire des formules qui s'approchent de celle d'Abraham ou coïncident avec celle de Lorentz.

D'après la théorie de Faraday-Maxwell-Thomson, le médium dans le voisinage d'une charge électrique a certaines propriétés physiques. Dans le champ électrique il y a des tensions dans une substance ou dans un médium, soit que nous imaginions les lignes de force électrique comme des fibres individuels tendus, soit que nous considérions le champ comme continu, sans structure discrète. En tous cas, nous admettrons dans notre investigation les lignes de force électrique chargées de masse, de moment et d'énergie.

La masse m_1 par unité de volume dans un champ électrique en mouvement soit égale à

$$m_1 = \frac{\mu k^2 E^2 \sin^2 \delta}{4\pi}$$

Fig. 1. — μ représente la perméabilité, k la susceptibilité du médium, E la force électrique, δ l'angle entre la direction du mouvement et la force électrique. Choisissons l'air comme médium, dans lequel les valeurs de la perméabilité et de la susceptibilité sont égales à l'unité.

Si l'électron se meut avec une vitesse infinitésimale, le champ électrique est symétrique par rapport au centre de l'électron et la force électrique est égale à

$$E = \frac{e}{r^2}$$

Fig. 1

e est la charge élémentaire, r la distance entre le point considéré et l'électron. La masse infiniment petite dm, dans un anneau infinitésimal est égale à

$$dm = \frac{e^2}{4\pi r^4} \sin^2 \delta \; 2\pi r^2 dr \sin \delta \, d\delta$$

et la masse électromagnétique totale de l'électron sera donnée par l'intégrale :

$$m = \frac{2e^2}{2} \int_a^\infty \frac{dr}{r^2} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin^3 \delta \, d\delta = \frac{2}{3} \frac{e^2}{a} = m_0$$

a représente le rayon de l'électron.

Si maintenant l'électron se meut avec une vitesse déterminée, le champ électrique sera modifié de telle façon que les lignes tournent de la direction du mouvement vers le plan vertical sur cette direction ; les lignes de force électrique vont se condenser dans ce plan vertical ou équatorial, jusqu'à ce que, si la vitesse de l'électron atteint celle de la lumière, tout le

champ électrique et magnétique soient condensés complètement dans le plan équatorial. Ceci est exprimé par la valeur de la force électrique

$$E = \frac{e\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)}{r^2\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\sin^2\delta\right)^{\frac{3}{2}}}$$

Nous aurons alors pour dm :

$$dm = \frac{e^2\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^2 \sin^2\delta}{4\pi r^4\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\sin^2\delta\right)^3} 2\pi r^2 dr \sin\delta\, d\delta.$$

$$m = \frac{1}{2} e^2\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^2 \int \int \frac{dr}{r^2} \frac{\sin^3\delta\, d\delta}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\sin^2\delta\right)^3}$$

Fig. 2. — Les intégrations sont à étendre sur tout le champ en dehors de l'électron. Nous ne connaissons pas la forme de l'électron quand il se trouve en mouvement ; mais s'il y a une tension dans les lignes de force électrique, il y aura en même temps une tension résultante agissant particulièrement autour du plan équatorial, et l'électron prendra la forme d'une ellipsoïde aplatie. Suivant la loi, qui gouverne ce procès d'aplatissement, la masse en fonction de la vitesse sera différente. Nous effectuerons donc la double intégration sous les trois conditions suivantes :

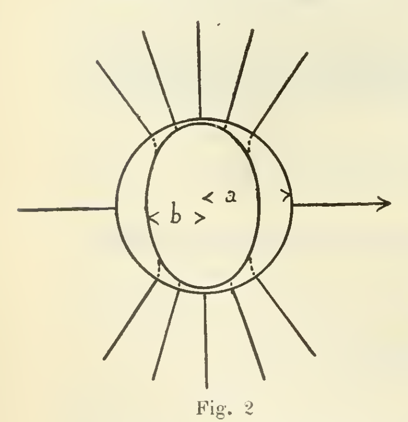


Fig. 2

1° L'électron conserve la forme de la sphère, malgré le mouvement, c'est l'électron sphérique indéformable.

2° L'électron se déforme en une ellipsoïde de révolution d'après la loi :

$$\frac{b}{a} = \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$$

a et b sont les axes de l'ellipse.

3° L'électron se déforme en une ellipsoïde de révolution d'après la loi :

$$\frac{b}{a} = 1 - \frac{v^2}{c^2}$$

Premier cas.

Si l'électron conserve la forme de la sphère, nous pouvons séparer les variables et nous trouvons successivement :

$$I = \int\int \frac{dr}{r^2} \frac{\sin^3 \delta \, d\delta}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2} \sin^2 \delta\right)^3}$$

$$I = 2 \int_a^x \frac{dr}{r^2} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{\sin^3 \delta \, d\delta}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2} \sin^2 \delta\right)^3}$$

$$I = -\frac{2}{a} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{\sin^2 \delta \, d \cos \delta}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2} \sin^2 \delta\right)^3}$$

Mettons $\cos \delta = x$

$$I = -\frac{2}{a} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{(1 - x^2) \, dx}{\left[1 - \frac{v^2}{c^2}(1 - x^2)\right]^3}$$

Mettons $k^2 = c^2 - v^2$

$$\frac{1 - x^2}{\left[1 - \frac{v^2}{c^2}(1 - x^2)\right]^3} = \frac{(1 - x^2) c^6}{(c^2 - v^2 + v^2 x^2)^3} = \frac{c^6 (1 - x^2}{(k^2 + v^2 x^2)^3}$$

$$\frac{1 - x^2}{(k^1 + v^2 x^2)^3} = \frac{1 + \frac{k^2}{v^2}}{(k^2 + v^2 x^2)^3} = \frac{\frac{1}{v^2}}{(k^2 + v^2 x^2)^2}$$

$$I = -\frac{2c^6}{a} \left\{ \int \frac{dx}{(k^2 + v^2 x^2)^3} - \frac{1}{v^2} \int \frac{dx}{(k^2 + v^2 x^2)^2} \right\}$$

$$I = \frac{1}{4a} \frac{c^4}{v^4} \left(\frac{v^2}{c^2 - v^2} + \frac{3v^4}{c^2 - v^2)^2} \right) + \frac{1}{4a} \frac{c^6}{v^6} \left(\frac{3v^5}{(c^2 - v^2)^{5/2}} = \frac{v^4}{(c^2 - v^2)^{3/2}} \right) \text{arctg} \frac{v}{\sqrt{c^2 - v^2}}$$

$$\mathrm{m} = \frac{1}{2}\frac{e^2}{c^4}(c^2 - v^2)^2 \mathrm{I}$$

$$= \frac{1}{2} e^2 \left\{ \frac{1}{4a}\frac{1}{v^4}\left[v^2(c^2 - v^2) + 3v^4\right] + \frac{1}{4a}\frac{c^2}{v^6}\left[\frac{3v^5}{(c^2 - v^2)^{1/2}} - v^3(c^2 - v^2)^{1/2}\right]\right.$$

$$\left. x \operatorname{arctg} \frac{v}{\sqrt{c^2 - v^2}}\right\}$$

$$(1)\ldots\ldots \frac{m}{m_0} = \frac{3}{16}\left\{\frac{c^2 - v^2}{v^2} + 3 + \frac{c^2}{v^2}\left[\frac{3v}{(c^2 - v^2)^{1/2}} - \frac{(c^2 - v^2)^{1/2}}{v}\right] \operatorname{arctg} \frac{v}{\sqrt{c^2 - v^2}}\right\}$$

Pour $v = c$ nous trouvons $m = \infty$.

Pour trouver la valeur de $\frac{m}{m_0}$ pour le cas $v = o$ nous retournons à l'intégrale I.

$$4a\mathrm{I} = \frac{c^4}{v^4}\left(\frac{v^2}{c^2 - v^2} + \frac{3v^4}{(c^2 - v^2)^2}\right) + \frac{c^6}{v^6}\left(\frac{3v^5}{(c^2 - v^2)^{5/1}} - \frac{v^3}{(c^2 - v^2)^{3/2}}\right) \operatorname{arctg} \frac{v}{\sqrt{c^2 - v^2}}$$

$$= \frac{3c^4}{c^2 - v^2)^2} + \frac{3c^6}{(c^2 - v^2)^3} \frac{\operatorname{arctg} \frac{v}{\sqrt{c^2 - v^2}}}{\frac{v}{\sqrt{c^2 - v^2}}}$$

$$+ \frac{c^4}{(c^2 - v^2)^2} \frac{\frac{v}{\sqrt{c^2 - v^2}} - \frac{c^2}{c^2 - v^2} \operatorname{arctg} \frac{v}{\sqrt{c^2 - v^2}}}{\frac{v^3}{(c^2 - v^2)^{3/2}}}$$

Mettons

$$\frac{v}{c} = \sin\delta, \quad \operatorname{tg}\delta = \frac{v}{\sqrt{c^2 - v^2}} \quad \cos^2\delta = \frac{c^2 - v^2}{c^2}$$

$$4a\mathrm{I} = \frac{3}{\cos^4\delta} + \frac{3}{\cos^6\delta}\frac{\delta}{\operatorname{tg}\delta} + \frac{1}{\cos^4\delta}\frac{\operatorname{tg}\delta - \frac{\delta}{\cos^2\delta}}{\operatorname{tg}^3\delta}$$

$$\operatorname*{Lim}_{\delta=0} \frac{1}{\cos^2\delta} = 1; \quad \operatorname{Lim} \frac{\delta}{\operatorname{tg}\delta} = 1; \quad \operatorname{Lim} \frac{\operatorname{tg}\delta - \delta\frac{1}{\cos^2\delta}}{\operatorname{tg}^3\delta} = -\frac{2}{3}$$

$$\operatorname{Lim} 4a\mathrm{I} = 3 + 3 - \frac{2}{3} = \frac{16}{3}$$

$$m = \frac{1}{2} e^2 \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^3 \mathrm{I}$$

$$\lim_{v=0} m = m_0 = \frac{1}{2} e^2 \operatorname{Lim} \mathrm{I} = \frac{2}{3} \frac{e^2}{a}$$

Donc la formule (1) satisfait aux conditions du problème pour la vélocité de la lumière c et pour la vélocité $v = o$.

Deuxième cas.

Fig. 3. — L'élection en mouvement est aplati selon la loi :

$$\frac{b}{a} = \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$$

$$r_1 = \frac{ab}{\sqrt{b^2 + (a^2 - b^2)\cos^2 \delta}}$$

$$\mathrm{I} = \int\int \frac{dr}{r^2} \frac{\sin^3 \delta \, d\delta}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\sin^2 \delta\right)^3} = 2 \int_{r_1}^{\infty} \frac{dr}{r^2} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{\sin^3 \delta \, d\delta}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\sin^2 \delta\right)^3}$$

$$\mathrm{I} = \frac{2}{ab} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{\sqrt{b^2 + (a^2 - b^2)\cos^2 \delta} \quad \sin^3 \delta \, d\delta}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\sin^2 \delta\right)^3}$$

$$= -\frac{2}{ab} \int \frac{(1 - \cos^2 \delta) \, d \cos \delta \, \sqrt{b^1 + (a^2 - b^2)\cos^2 \delta}}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2} + \frac{v^2}{c^2}\cos^2 \delta\right)^3}$$

Mettons de nouveau :

$$k^2 = \frac{a^2 - b^2}{b^2} ; \quad \alpha = \frac{b}{a} ; \quad \cos \delta = x$$

$$\mathrm{I} = -\frac{2}{a} \int_1^0 \frac{(1 - x^2)dx \, \sqrt{1 + k^2x^2}}{[\alpha^2 + (1 - \alpha^2)x^2]^3}$$

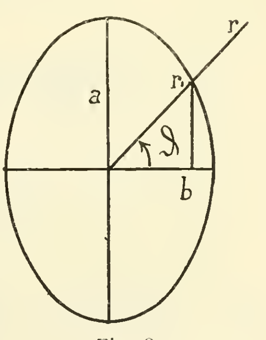


Fig. 3

Pour trouver une forme rationnelle, nous substituerons $kx = tg\,\varphi$ et nous aurons :

$$I = -\frac{2}{a}\int_{\operatorname{arctg} k}^{0} \frac{\left(1 - \frac{\operatorname{tg}^2 \varphi}{k^2}\right) d\varphi}{\left[a^2 + (1 - a^2)\frac{\sin^2 \varphi}{k^2 \cos^2 \varphi}\right]^3 k \cos^2 \varphi \cos \varphi}$$

$$I = -\frac{2}{ak}\int_{\operatorname{arctg} k}^{0} \frac{(k^2 \cos^2 \varphi - \sin^2 \varphi) k^6 \cos^3 \varphi \, d\varphi}{k^2 \cos^2 \varphi \, [k^2 a^2 \cos^2 \varphi + (1 - a^2) \sin^2 \varphi]^3}$$

Nous substituons x par $sin \varphi$

$$I = -\frac{2k^3}{a}\int_{\frac{k}{\sqrt{1+k^2}}}^{0} \frac{[k^2(1 - x^2) - x^2] \, dx}{[k^2 a^2 (1 - x^2) + (1 - a^2) x^2]^3}$$

Maintenant

$$a^2 k^2 = \frac{a^2 - b^2}{a^2} = 1 - a^2 ; \; \sqrt{1 + k^2} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

$$I = -\frac{2k^3}{a}\int_{\frac{k}{\sqrt{1+k^2}}}^{0} \frac{[k^2 - x^2(1 + k^2)] \, dx}{(k^2 a^2)^3}$$

$$I = \frac{2k^5}{ak^6 \alpha^6}\int_0^{\frac{k}{\sqrt{1+k^2}}} dx - \frac{2(1 + k^2)}{ak^3 a^6}\int_0^{\frac{k}{\sqrt{1+k^2}}} x^2 dx$$

$$I = \left[\frac{3}{2}\frac{2}{a6^6} - \frac{2}{3a a^6}\right]\frac{1}{\sqrt{1 + k^2}} = \frac{4}{30}\frac{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^3}$$

$$m = \frac{1}{2} e^2 \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^2 I = \frac{2}{3}\frac{e^2}{a}\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

$$\frac{m}{m_0} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \qquad (2)$$

C'est l'expression donnée par la théorie de relativité pour la masse transversale de l'électron. Nous l'avons retrouvé sur une base quasi mécanique.

Troisième cas.

Nous admettrons maintenant que $\frac{b}{a} = 1 - \frac{v^2}{c^2}$ et notre intégrale deviendra :

$$\mathrm{I} = -\frac{2}{ab}\int \frac{(1-\cos^2\delta)d\cos\delta\sqrt{b^2+(a^2-b^2)\cos^2\delta}}{\left(1-\frac{v^2}{c^2}+\frac{v^2}{c^2}\cos^2\delta\right)^3}$$

$$\mathrm{I} = -\frac{2}{a}\int \frac{(1-\cos^2\delta)d\cos\delta\sqrt{1+k^2\cos^2\delta}}{(a+(1-a)\cos^2\delta)^3}$$

$$\frac{b}{a} = a\,; \quad k^2 = \frac{a^2-b^2}{b^2}\,; \quad \cos\delta = x$$

$$\mathrm{I} = -\frac{2}{a}\int_1^0 \frac{(1-x^2)dx\sqrt{1+k^2x^2}}{[a+(1-a)x^2]^3}$$

$$kx = \mathrm{tg}\,\varphi$$

$$\mathrm{I} = -\frac{2}{a}\int_{\mathrm{arctg}\,k}^{0}\left(1-\frac{\mathrm{tg}^2\varphi}{k^2}\right)\frac{1}{\left[k\cos^3\varphi\left[a+(1-a)\frac{\mathrm{tg}^2\varphi}{k^2}\right]^3\right]}d\varphi$$

$$\mathrm{I} = -\frac{2k^3}{a}\int \frac{(k^2\cos^2\varphi\sin^2\varphi)d\sin\varphi}{[k^2a\cos^2\varphi+(1-a)\sin^2\varphi]^3}$$

$$\mathrm{I} = -\frac{2k^3}{a}\int_{\frac{k}{\sqrt{1+k^2}}}^{0}\frac{[k^2(1-x^2)-x^2]dx}{k^2a(1-x^2)+(1-a)x^2}$$

$$1-a-k^2a = \frac{b-a}{b}$$

$$\frac{k^2(1-x^2)-x^2}{[k^2a(1-x^2)+(1-a)x^2]^3} = \frac{a^2-b^2-a^2x^2}{b^2\left\{\frac{a^2-b^2}{ab}+x^2\,\frac{ab-a^2}{ab}\right\}^3}$$

Mettons $a^2 - b^2 = c^2$; $a^2 - ab = e^2$

$$\frac{k^2(1 - x^2) - x^2}{[k^2a(1 - x^2) + (1 - a)x^2]^3} = a^3b \frac{c^2 - a^2x^2}{c^2 - e^2x^2)^3}$$

$$\frac{c^2 - a^2x^2}{(c^2 - e^2x^2)^3} = - \frac{b(a + b)}{(c^2 - e^2x^2)^3} + \frac{a}{a - b} \frac{1}{(c^2 - e^2x^2)^2}$$

$$I = 2k^3a^3b \int_0^{\frac{\sqrt{a^2 - b^2}}{a}} \frac{c^2 - a^2x^2}{(c^2 - e^2x^2)^3} dx$$

$$I = - 2k^3a^2b^2(a + b) \int \frac{dx}{(c^2 - e^2x^2)^3} + \frac{2k^3a^3b}{a - b} \int \frac{dx}{(c - {}^2e^2x^2)^2}$$

$$I_1 = \int^{\frac{\sqrt{a^2 - b^2}}{a}} \frac{dx}{c^2 - e^2x^2)^3} ; \qquad I_2 = \int \frac{dx}{c^2 - e^2x^2)^2}$$

$$I_1 = \frac{3}{16} \frac{1}{\sqrt{a(a - b)}(a^2 - b^2)^{5/2}} \log \frac{1 + \sqrt{\frac{a - b}{a}}}{1 - \sqrt{\frac{a - b}{a}}}$$

$$+ \frac{1}{4a(a^2 - b^2)^{5/2}} \frac{5a - 3(a - b)}{2b^2} . a$$

$$I_2 = \frac{1}{4\sqrt{a(a - b)}\,(a^2 - b^2)^{3/2}} \log \frac{1 + \sqrt{\frac{a - b}{a}}}{1 - \sqrt{\frac{a - b}{a}}} + \frac{1}{2} \frac{1}{b(a^2 - b^2)^{3/2}}$$

$$I = - \frac{3}{8} \frac{1}{a^2 - b^2} \frac{a^2}{b} \frac{(a + b)}{\sqrt{a(a - b)}} \log \frac{1 + \sqrt{\frac{a - b}{a}}}{1 - \sqrt{\frac{a - b}{a}}}$$

$$- \frac{1}{2} \frac{1}{a^2 - b^2} \frac{a^2}{b}(a + b) \frac{5a - 3(a - b)}{2b^2}$$

$$+ \frac{1}{2}\frac{a^3}{b^2}\frac{1}{a-b}\frac{1}{\sqrt{a(a-b)}}\log\frac{1+\sqrt{\frac{a-b}{a}}}{1-\sqrt{\frac{a-b}{a}}}$$

$$+ \frac{a^3}{b^3}\frac{1}{(a-b)}$$

$$\mathrm{I} = \log\frac{1+\sqrt{\frac{a-b}{a}}}{1-\sqrt{\frac{a-b}{a}}}\left\{\frac{1}{2}\frac{a^{5/2}}{b^2(a-b)^{3/2}} - \frac{3}{8}\frac{a^{3/2}}{b(a-b)^{3/2}}\right\}$$

$$-\frac{5}{4}\frac{a^3}{b^3(a-b)} + \frac{3}{4}\frac{a^2}{b^3} + \frac{a^3}{b^3}\frac{1}{(a-b)}$$

$$\mathrm{I} = \log\frac{1+\sqrt{\frac{a-b}{a}}}{1-\sqrt{\frac{a-b}{a}}}\left[\frac{a^{3/2}}{2b(a-b)^{3/2}}\left(\frac{a}{b}-\frac{3}{4}\right)\right]+$$

$$+ \frac{a^2}{4b^3(a-b)}(2a-3b)$$

En nous souvenant que $\frac{b}{a} = 1 - \frac{v^2}{c^2}$ nous trouvons :

$$\mathrm{I} = \frac{c^5}{(c^2-v^2)v^3 2a}\left(\frac{c^2}{c^2-v^2}-\frac{3}{4}\right)\log\frac{1+\frac{v}{c}}{1-\frac{v}{c}} + \frac{c^8\left(2-3\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)\right)}{4a(c^2-v^2)^3v^2}$$

$$m = \frac{1}{2}e^2\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)^2\mathrm{I}$$

$$m = \frac{e^2c}{4a}\frac{c^2-v^2}{v^3}\left(\frac{c^2}{c^2-v^2}-\frac{3}{4}\right)\log\frac{1+\frac{v}{c}}{1-\frac{v}{c}} + \frac{e^2c^4\left(2-3\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)\right)}{(c^2-v^2)v^2 8a}$$

$$\frac{m}{m_0} = \frac{3}{8}\frac{c}{v}\frac{c^2-v^2}{v^2}\left(\frac{c^2}{c^2-v^2}-\frac{3}{3}\right)\log\frac{1+\frac{v}{c}}{1-\frac{v}{c}} + \frac{3c^4\left(2-3\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)\right)}{16(c^2=v^2)v^2}$$

m s'approche de l'infinité si v s'approche de c la vitesse de la lumière.

Afin d'évaluer $\frac{m}{m_0}$ pour $v = o$ nous écrivons u au lieu de $\frac{v}{c}$ et nous trouvons :

$$\frac{m}{m_0} = \frac{3}{32}\left[\frac{(1 - u^2)(1 + 3u^2)\log\frac{1+u}{1-u} + 2(3u^2 - 1)u}{(1 - u^2)u^3}\right]$$

En différentiant le numérateur et le dénumérateur, nous trouvons :

$$\frac{3}{32}\left[\frac{(4 - 12u^2)\log\frac{1+u}{1-u} + 25u}{3u - 15u^3}\right.$$

et après une deuxième différentiation :

$$\frac{3}{32}\left[\frac{-24u\log\frac{1+u}{1-u} + (4 - 12u^2)\frac{2}{1-u^2} + 24}{3u - 5u^3}\right]$$

pour $u = o$, nous aurons donc :

$$\text{Lim}\ \frac{m}{m_0} = \frac{3}{32}\,\frac{8 + 24}{3} = 1$$

or $m = m_0$ pour $v = o$ et $m = \infty$ pour $v = c$.

Au moyen des formules (1). (2) et (3) les valeurs de $\frac{m}{m_0}$ ont été calculées, et les résultats sont donnés dans le tableau suivant. Dans la première colonne nous avons réuni les vitesses de l'électron ; dans la deuxième, les valeurs de $\frac{m}{m_0}$ calculées d'après la première formule, dans la troisième $\frac{m}{m_0}$ calculé d'après la deuxième formule, qui est identique à celle de la relativité, dans la quatrième $\frac{m}{m_0}$ calculé d'après la troisième formule, dans la cinquième $\frac{m}{m_0}$ calculé d'après la formule d'Abraham, et dans la dernière colonne les valeurs expérimentales de C.-E. Guye et S. Ratnowsky, publiées dans les *Archives des sciences physiques et naturelles de Genève,* tome XXXI, p. 293, 1911.

v	$\frac{m}{m_0}$ (1)	$\frac{m}{m_0}$ (2)	$\frac{m}{m_0}$ (3)	$\frac{m}{m_0}$ Abrah.	$\frac{m}{m_0}$ Guye.
$8{,}0845.10^9$	1,037	1,038	1,067	1,030	1,045
$1{,}116.10^{11}$	1,062	1,077	1,094	1,061	1,072
$1{,}2657.10^{10}$	1,083	1,103	1,126	1,082	1,114
$1{,}47.10^{10}$	1,119	1,147	1,182	1,113	1,160
$2{,}196.10^{10}$	1,383	1,468	2,085		
$2{,}85.10^{10}$	2,874	3,209	4,021		
$2{,}879.10^{10}$	3,317	3,557			

Ces nombres nous montrent que la première formule donne des résultats qui sont inférieurs, de 1 à 3 p. 100, aux valeurs expérimentales, mais à peu près 1 p. 100 supérieurs aux valeurs d'Abraham, la troisième formule donne évidemment des valeurs trop grandes ; la seconde formule, celle de relativité, donne des résultats en meilleur accord avec les déterminations de Guye. Si par conséquent des expériences ultérieures vont confirmer la relation

$$\frac{m_0}{m} = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-\frac{1}{2}}$$

cela ne peut guère être considéré comme une confirmation du principe de la relativité.

Urbana, Laboratoire de physique, University of Illinois,
septembre 23, 1912.

SUR UNE NAPHTO-ISOQUINALDINE

PAR

Amé PICTET et B. MANEVITCH

La théorie prévoit l'existence de 8 bases isomériques de la formule $C_{13}H_9N$, résultant de la condensation d'un noyau pyridique et de deux noyaux benzéniques. Six d'entre elles ont été préparées jusqu'ici, ce sont :

L'acridine (Graebe 1870).

La phénanthridine (Pictet 1889).

Les naphtoquinoléines α et β (Skraup 1881).

Les anthrapyridines α et β (Philips 1895).

Les deux isomères encore inconnus, qui compléteraient la série, répondent aux formules

et

et constituent les deux *naphto-isoquinoléines* α et β.

Nous nous sommes proposé de préparer des représentants de ces deux derniers types en faisant usage du procédé général d'obtention des composés isoquinoléiques que M. *A. Gams* et l'un de nous ont publié récemment [1] et qui leur a permis de réaliser la synthèse de la papavérine. Ce procédé consiste, on se le rappelle, à prendre comme point de départ l'*acétophénone* (ou l'un quelconque de ses produits de substitution), à la transformer dans le chlorhydrate de son dérivé ω-aminé, C_6H_5-CO-CH_2-NH_3Cl, et à chauffer celui-ci avec un acide ou un anhydride organique. On obtient une *acylamino-acétophé-*

[1] *Archives* (4) **30**. 476.

none, C_6H_5-CO-CH_2-NH-CO-R, que l'on réduit au moyen de l'amalgame de sodium. Des deux groupes carbonyle que renferme la molécule, un seul, celui qui possède la fonction cétonique, est alors attaqué ; il fixe deux atomes d'hydrogène, et se convertit en un groupe alcoolique secondaire. Le *carbinol* (formule ci-après) qui prend ainsi naissance, est dissous dans le toluène ou le xylène, et chauffé avec de l'anhydride phosphorique ; il perd alors les éléments de deux molécules d'eau et se transforme par cyclisation en une *isoquinoléine* (formule II) :

CHOH, CH_2, NH, CO, R (I) = CH, CH, N, C, R (II) + $2H_2O$

Si l'acyle introduit dans la molécule de l'amino-acétophénone est le radical formyle, R représente un atome d'hydrogène, et le produit final est l'isoquinoléine elle-même ; avec les autres acyles, on a toute la série des isoquinoléines substituées en position 1.

Il nous a paru intéressant de rechercher si cet ensemble de réactions pouvait être utilisé dans la série de la naphtaline, et conduire aux naphto-isoquinoléines encore inconnues. Il fallait, pour cela, prendre comme point de départ, au lieu de l'acétophénone, les deux *méthyl-naphtyl-cétones* α et β :

-CO-CH_3 → N

Méthyl-*α*-naphtyl-cétone *α*-Naphto-isoquinoléine

-CO-CH_3 → N

Méthyl-*β*-naphtyl-cétone *β*-Naphto-isoquinoléine

Nos recherches n'ont porté jusqu'ici que sur la première de ces transformations. Le résultat a été celui que nous attendions ; toutes les réactions expérimentées dans la série benzénique se sont montrées applicables à la série naphtalique. Néanmoins, la préparation de la formamino-méthyl-α-naphtyl-cétone ayant présenté des difficultés spéciales, ce n'est point ce composé que nous avons soumis à la dernière cyclisation, mais son homologue supérieur, l'*acétamino-méthyl-α-naphtyl-cétone ;* de sorte que nous avons obtenu, au lieu de la naphto-isoquinoléine elle-même, son dérivé méthylé, la *naphto-isoquinaldine.* Cette base, pour n'être pas la plus simple de la série, n'en constitue pas moins le premier représentant du type *naphto-isoquinoléique* qui aît été préparé à ce jour. Sa synthèse se fait par l'intermédiaire des six composés suivants :

$-CO-CH_3$ → $-CO-CH{=}N-OH$ → $-CO-CH_2-N_3Cl$

Méthyl-*a*-naphtyl-cétone — ω-Isonitroso-méthyl-*a*-naphtyl-cétone — Chlorhydrate d'ω-amino-méthyl-*a*-naphtyl-cétone

CO, CH_2, NH, CO, CH_3 → CHOH, CH_2, NH, CO, CH_3 → CH, CH, N, C, CH_3

ω-Acétamino-métyl-*a*-naphtyl-cétone — ω-Acétamino-méthyl-*a*-naphtyl-cétone — *a*-Naphto-isoquinaldine

Méthyl-naphtyl-cétones α et β

Ces deux composés ont été préparés par *Pampel et Schmidt* [1], par *Claus* et *Feist* [2] et par *Rousset* [3], mais avec des rendements

[1] *Berichte* **19**. 2898.
[2] *Berichte* **19**. 3180.
[3] *Bull. de la Soc. chimique* (3) **15**. 58.

très faibles. Nous avons modifié leurs procédés et amélioré les rendements en opérant comme suit :

120 gr. de naphtaline sont dissous dans 400 cm³ de sulfure de carbone et additionnés de 100 gr. de chlorure d'acétyle. On ajoute ensuite, par petites portions, dans l'espace de 2 heures, 150 gr. de chlorure d'aluminium fraîchement préparé et finement pulvérisé. La solution se colore en vert et il se produit un très vif dégagement de gaz chlorhydrique. On chauffe au bain-marie pour terminer la réaction, puis on ajoute de la glace, on décante la couche sulfocarbonique et on la lave successivement à l'eau, au carbonate de soude et de nouveau à l'eau pure ; on la sèche sur du chlorure de calcium, chasse le dissolvant par distillation et soumet le résidu à la rectification. Le liquide qui passe entre 292 et 299° est un mélange des deux méthyl-naphtyl-cétones.

Pour les séparer, on dissout leur mélange dans un peu d'alcool et on ajoute une solution alcoolique saturée d'acide picrique. Il se dépose au bout de quelques instants une grande quantité de cristaux jaunes, qui constituent le picrate de la cétone α ; on les sépare par filtration et on les décompose par le carbonate de soude ; l'huile qui vient surnager est extraite par l'éther et purifiée par distillation.

La *méthyl-α-naphtyl-cétone* forme une huile qui bout sans décomposition à 292-293°. Rendement 25-30 % de la quantité théorique.

Pour obtenir la cétone β, on concentre fortement le filtrat alcoolique du picrate mentionné plus haut, et on le traite par le carbonate de soude. L'huile qui se sépare est soumise à la distillation sous pression réduite ; elle passe à 171-172° sous 12 mm. de pression.

La *méthyl-β-naphtyl-cétone* se solidifie par refroidissement. On peut la purifier par cristallisation dans l'éther de pétrole. Elle forme alors des aiguilles incolores, qui fondent à 51°. Rendement 12-15 %.

En opérant selon les prescriptions de Rousset, nous n'avons jamais obtenu plus de 15 % comme rendement total des deux cétones réunies.

Nous avons aussi essayé de préparer la cétone α par la réac-

tion de Grignard. Le magnésium se dissout facilement dans la solutlon éthérée de l'α-bromo-naphtaline; on ajoute à la solution la quantité calculée de chlorure d'acétyle, puis de l'eau glacée. En évaporant ensuite la couche éthérée, on obtient une certaine quantité de la cétone. Mais le rendement est très inférieur à celui que fournit le premier mode de préparation.

ω-Isonitroso-méthyl-α-naphtyl-cétone

Nous avons suivi les indications données par *Claus* et *Manasse*[1] pour la préparation de l'isonitroso-acétophénone. Dans la solution bien refroidie de 12 gr. de sodium dans 240 gr. d'alcool absolu, on introduit 100 gr. de méthyl-α-naphtyl-cétone et ensuite, par petites portions, 58 gr. de nitrite d'amyle. On abandonne le mélange à lui-même jusqu'à ce qu'il se soit pris en une masse solide, d'un jaune rougeâtre, qui est la combinaison sodique du dérivé isonitrosé. On la filtre à la trompe, la lave à l'éther et la sèche sur de la terre poreuse; puis on la dissout dans une faible quantité d'eau glacée et on ajoute le poids calculé d'acide acétique glacial. Le dérivé nitrosé se précipite en aiguilles jaune-clair; on le fait recristalliser dans l'alcool dilué. Rendement 45 % de la théorie.

L'*isonitroso-méthyl-α-naphtyl-cétone* fond à 183°. Elle est soluble dans tous les dissolvants usuels, sauf l'eau. Elle se dissout en jaune dans les alcalis.

Dosage d'azote: 0,1788 gr. subst. : 15,0 cm^3 N (17°,728 mm.)

	Trouvé	Calculé pour $C_{12}H_9NO_2$
N	7,11 %	7,03 %

Chlorhydrate d'ω-amino-méthyl-α-naphtyl-cétone

Nous l'avons préparé d'après la méthode de *Rupe*[2]. On fait une solution de 60 gr. de chlorure stanneux dans 100 cm^3 d'acide chlorhydrique concentré; on y introduit goutte à goutte, en bien refroidissant, une solution alcoolique concentrée de

[1] *Berichte* 20, 2194.
[2] *Berichte* 28, 254.

20 gr. du dérivé nitrosé. Le liquide se trouble, et le chlorostannate du dérivé aminé se dépose sous la forme d'une masse cristalline, presque insoluble dans l'eau froide, un peu plus soluble dans l'eau chaude.

On dissout ce sel dans une grande quantité d'eau bouillante et l'on fait passer dans la solution un courant d'hydrogène sulfuré. On sépare le sulfure d'étain par filtration et on concentre très fortement le filtrat. Il laisse déposer par refroidissement des aiguilles blanches et brillantes du chlorhydrate de l'amino-cétone. Les eaux-mères, évaporées à sec, fournissent encore une petite quantité du même sel, que l'on peut purifier par cristallisation dans l'eau. Il fond entre 245 et 250° en se décomposant. Rendement 45-50 % de la théorie.

Dosage de chlore : 0,1817 gr. subst. : 0,1201 gr. AgCl.

	Trouvé	Calculé pour $C_{12}H_{12}NOCl$
Cl	16,32 %	16,03 %

La base libre est très instable ; lorsqu'on ajoute de la soude à la solution aqueuse du chlorhydrate, il se forme un précipité qui est d'abord blanc, mais devient presque immédiatement rouge et résineux.

ω-Acétamino-méthyl-α-naphtyl-cétone

A une solution aqueuse concentrée du chlorhydrate qui vient d'être décrit, on ajoute quelques gouttes de potasse et quelques gouttes d'anhydride acétique, et on agite vigoureusement, tout en refroidissant extérieurement avec de la glace. Cette opération est répétée jusqu'à ce que la solution ne rougisse plus par une nouvelle addition de potasse. Il se forme alors un dépôt de cristaux, ou d'une huile qui se solidifie très rapidement. On filtre, dissout le dépôt dans un peu d'alcool, ajoute beaucoup d'eau et extrait par l'éther. Celui-ci laisse par évaporation un résidu solide, que l'on fait recristalliser dans l'alcool dilué.

L'*acétamino-méthyl-naphtyl-cétone* forme de jolies paillettes incolores, insolubles dans l'eau, facilement solubles dans les

autres dissolvants ; leur point de fusion est situé à 103°. Rendement 80-85 %.

Analyse : 0,1921 gr. Subst. : 0,5195 gr. CO_2 ; 0,1017 gr. H_2O.

	Trouvé	Calculé pour $C_{14}H_{13}NO_2$
C	73,75 %	74,01 %
H	5,88	5,73

ω-Acétamino-méthyl-α-naphtyl-carbinol

4 gr. de l'acétamino-cétone sont dissous dans 40 cm³ d'alcool ; on chauffe à 70-75° et on ajoute par petites portions, dans l'espace de 1 ½ heure, 70 gr. d'amalgame de sodium à 3 %. On maintient la solution neutre, ou très légèrement acide, par additions successives d'acide acétique glacial. On sursature ensuite par une solution diluée de carbonate de soude, ce qui précipite le carbinol ; on extrait celui-ci par l'éther et on le fait cristalliser plusieurs fois dans le benzène. Il forme de petites aiguilles blanches, facilement solubles dans l'alcool, l'éther et l'acétone, moins facilement dans le benzène et l'éther de pétrole, et insolubles dans l'eau. Point de fusion 145-146°. Rendement 1,5 gr.

Analyse : 0,1461 gr. subst. : 0,3915 gr. CO_2 ; 0,0889 gr. H_2O.

	Trouvé	Calculé pour $C_{14}H_{15}NO_2$
C	73,09 %	73,36 %
H	6,76	6,55

α-Naphto-isoquinaldine

On mélange 1 gr. du carbinol avec 5 gr. d'anhydride phosphorique et 15 cm³ de xylène dans un ballon muni d'un réfrigérant à reflux ; on chauffe à l'ébullition, pendant 10-15 minutes, dans un bain d'acide sulfurique. L'anhydride phosphorique se gonfle et devient jaune, puis brun. On décante la solution xylénique encore chaude et on traite le résidu avec précaution par l'eau, où il se dissout entièrement. Pour débarrasser cette solution aqueuse des gouttelettes de xylène qu'elle tient encore en suspension, on la fait passer par un filtre mouillé, ou on la fait bouillir quelques instants ; puis on ajoute un excès de car-

bonate de soude. La base se précipite à l'état de flocons jaunes ; on la fait cristalliser plusieurs fois dans l'alcool. Rendement 0,2 gr.

Analyse: 0,1504 gr. subst. : 0,4792 gr. CO_2 ; 0,0770 gr. H_2O .
0,1532 gr. subst. : 9,9 cm^3 N (16°,714 mm.).

	Trouvé	Calculé pour $C_{14}H_{11}N$
C	86,90 %	87,05 %
H	5,73	5,70
N	7,17	7,25

L'*α-naphto-isoquinaldine* se présente sous la forme de petits cristaux incolores, solubles dans tous les dissolvants usuels, à l'exception de l'eau. Son point de fusion est situé à 95-96°.

Genève, Laboratoire de chimie organique de l'Université.

ÉBRANLEMENTS MÉCANIQUES

ET

RÉSIDU DIÉLECTRIQUE

PAR

Paul-L. MERCANTON
Prof. à l'Université de Lausanne.

Dans le numéro 18 (15 septembre 1912) de la « Physikalische Zeitschrift », M. G. Brentano rend compte des recherches qu'il a exécutées récemment, au laboratoire du professeur Rœntgen, sur le résidu des condensateurs. Il a répété des expériences d'Hopkinson consignées par ce physicien dans un mémoire daté de 1876, « The Residual Charge of the Leyden Jar » (Phil. Transac. Vol. CLXVI, part. II, 1876) et relatives entr'autres à l'influence des ébranlements mécaniques sur la libération des charges résiduelles. Les résultats de M. Brentano contredisent sur ce point ceux d'Hopkinson ; ils s'accordent bien, en revanche avec ceux que j'ai recueillis sur le même objet en 1908 et 1909 déjà.

La note à l'Académie des Sciences de Paris (C. R., 11 octobre 1909) où j'ai résumé mon travail, paraît, par trop de concision peut-être, avoir échappé à l'attention des physiciens préoccupés de la question, à celle de M. Brentano en particulier. Je crois donc utile d'en faire connaître la teneur en plus grand détail, le résultat négatif que j'ai obtenu tirant une valeur spéciale du grand nombre d'expériences dont il découle et des précautions prises pour assurer leur précision.

Hopkinson, poursuivant une analogie entre les phénomènes du résidu diélectrique et de la polarisation magnétique, a recherché si les ébranlements mécaniques exerçent une influence sur la réapparition des charges résiduelles aux armatures d'un

condensateur. Il formait celui-ci en immergeant jusqu'au col dans de l'acide sulfurique un ballon de verre blanc, de quelque 10 cm. de diamètre, rempli du même liquide, où plongeaient des fils de platine pour les connexions.

Hopkinson chargeait « fortement » sa bouteille pendant « plusieurs heures », la laissait ensuite en décharge directe pendant « quelques heures » encore puis, ayant isolé l'armature interne reliée à un électromètre à quadrants, surveillait la variation du potentiel résiduel. Il notait le temps mis par l'instrument à marquer un nombre de divisions déterminé de l'échelle soit que la bouteille fût à l'abri des trépidations, soit que la paroi en fût battue énergiquement au moyen d'une tige de verre pendant toute la durée de la mesure. Les expériences avec chocs alternaient avec les mesures sans chocs ; après chacune les armatures étaient maintenues en court circuit pendant des temps approximativement égaux.

Hopkinson trouva que les chocs accéléraient toujours et de façon très nette (30 % en moyenne pour ses trois séries de mesures) la libération du résidu.

En 1901 déjà, au cours d'une étude sur les pertes d'énergie dans les diélectriques soumis à des différences de potentiel cycliquement variables, je recherchai si les trépidations influaient sur la grandeur de ces pertes. La dissipation d'énergie et le résidu des diélectriques étant des phénomènes connexes, on pouvait raisonnablement escompter une diminution des premières puisque, d'après Hopkinson, les ébranlements modifieraient le second. Je ne pus constater aucun effet pareil et dès lors il me parut nécessaire de contrôler les expériences d'Hopkinson, dont l'interprétation avait d'ailleurs soulevé des doutes. Je n'ai pu entreprendre ce travail qu'en 1908. Il m'a donné un résultat contraire à celui d'Hopkinson. Dans les limites de précision où mes nombreuses déterminations s'enferment 1-4 % (moyenne 1,5 %), il ne m'a pas été possible de déceler aucune influence des ébranlements mécaniques sur la libération des charges résiduelles.

Désireux, à vrai dire, de reprendre la question *ab ovo,* je n'ai pas suivi exactement le mode opératoire d'Hopkinson. Il m'importait en effet beaucoup moins de varier les conditions de

l'expérience que de les définir assez fermement pour pouvoir la reproduire un grand nombre de fois, identiquement. Si d'ailleurs cette divergence de procédé laissait quelque doute sur la légitimité d'un rapprochement entre mes expériences et celles d'Hopkinson, le travail de M. Brentano, qui a répété les expériences du physicien anglais dans leur forme même, l'écarterait : M. Brentano n'a observé aucune influence des chocs sur la réapparition du résidu, dans les limites de précision réalisées, soit 8 %.

Dieterici a donné[1] du phénomène de la libération des charges résiduelles une expression mathématique, basée sur la notion de polarisation diélectrique, et qui s'accorde bien avec les résultats de ses mesures. Il notait les valeurs prises par le potentiel résiduel en fonction du temps. Dans ses expériences, ce potentiel croissait constamment; le diélectrique était en effet la paraffine, excellent isolant dont la conductivité est extrêmement faible.

Dieterici trouve pour la charge libérée au temps t la valeur

$$q_t = q_0 - q_0 e^{\beta t} [1 - 2\psi(a\sqrt{t})]$$

ou q_0 représente la quantité totale d'électricité constituant le résidu à la fin d'une charge de longue durée, α et β sont des coefficients dépendant de la nature et de l'état du diélectrique, ψ est une fonction de la forme

$$\psi(a\sqrt{t}) = \sqrt{\pi} \int_0^{a\sqrt{t}} e^{-r^2} dr$$

ou r est une variable arbitraire.

Le potentiel résiduel au temps t serait donné de même par l'expression

$$P_t = P_0 - P_0 e^{\beta t} [1 - 2\psi(a\sqrt{t})]$$

qui se vérifie admirablement bien pour la paraffine employée par Dieterici.

Certains diélectriques moins parfaits, le verre entr'autres sur lequel on a justement recherché l'effet des trépidations, pré-

[1] *Wied. Ann.*, 25, p. 545, 1885.

sentent une conductivité permanente notable. Le courant de charge d'un condensateur en verre prend au bout d'un temps plus ou moins long une valeur minimum constante mesurable. (Jacques Curie)[1]; il s'ensuit que le résidu libéré d'un tel condensateur se dissipe peu à peu par conduction interne du diélectrique, comme il se dissiperait à travers une résistance, très grande à la vérité, mise en dérivation sur les armatures.

Le potentiel résiduel doit donc aller en croissant jusqu'à un maximum, l'atteindre dans un temps plus ou moins long suivant la nature et l'état du diélectrique, puis baisser graduellement et indéfiniment.

Si l'on admet, ce qui est vraisemblable, que les deux phénomènes, polarisation et conduction permanente, sont indépendants, on pourra écrire pour chaque instant

$$dq = dq_r - dq_p$$

la variation de la charge libre est à chaque instant la différence de la quantité d'électricité libérée par le phénomène résiduel dq_r et de la quantité perdue par conduction dq_p pendant le temps dt. On écrira aussi

$$\frac{dq}{dt} = \frac{dq_r}{dt} - \frac{dq_p}{dt}$$

La valeur de $\frac{dq_p}{dt}$ dépend du potentiel résiduel et de la résistance R, qu'on peut considérer comme constante, donc

$$\frac{dq_p}{dt} = \frac{P_t}{R}$$

Le maximum de la charge libre sera atteint quand

$$\frac{dq}{dt} = 0 \quad \text{soit} \quad \frac{dq_r}{dt} = \frac{dq_p}{dt} = \frac{P_{t\max}}{R} = \frac{P_\tau}{R}$$

ce qui aura lieu pour $t = \tau$

$$P_\tau = R\left(\frac{dq_r}{dt}\right)_{t=\tau}$$

[1] *Ann. de chimie et phys.*, 6me série, t. XVII et XVIII, 1889.

$$P_\tau = \frac{2}{\sqrt{\pi}} R \, . \, q^0 \left[e^{(\beta - \alpha^2)\tau} \, . \, \frac{1}{\tau} + \sqrt{\pi} \, . \, \beta e^{\beta\tau} \left[\psi(a\sqrt{t})_\tau - \frac{1}{2} \right] \right]$$

De cette expression compliquée retenons cette indication seulement, que le potentiel résiduel maximum est proportionnel à la fois à la charge enmagasinée dans le diélectrique et à la résistance de celui-ci. Cette résistance, soit dit en passant, se combinera avec la résistance d'isolement du circuit d'appareillage et le potentiel maximum observé dépendra de la valeur résultante de R.

Le potentiel maximum $P\tau$ est en outre lié au temps d'une manière complexe mais où interviennent la nature et l'état même du diélectrique. Les grandeurs $P\tau$ et τ sont ainsi caractéristiques du phénomène résiduel. Si donc on modifie l'état de l'isolant en le soumettant à des trépidations on modifiera également les valeur de $P\tau$ et de τ.

J'ai recherché dans le verre l'existence de cette modification. Mon condensateur de début était exactement pareil à celui que M. Brentano vient d'utiliser. C'était un tube de verre blanc, long de 2 mètres, large de 2 cm., argenté à une extrémité intérieurement et extérieurement et qui entrait en vibrations longitudinales au frottement de son autre bout. Sa capacité se trouva trop faible vis-à-vis de celle de l'électromètre à cadrants dont j'étais forcé de me servir alors ; l'inertie de celui-ci était d'ailleurs trop grande pour marquer correctement la variation rapide du potentiel résiduel. Je renonçai à ce dispositif et lui substituai un autre que je vais décrire.

Je remplaçai le condensateur tubulaire par un condensateur en cloche. C'était un grand verre à pied, de 14 cm. d'ouverture, 15 cm. de profondeur et 3,5 mm. d'épaisseur moyenne de paroi. Il était argenté en dedans et en dehors jusqu'à 3 cm. du pourtour circulaire de sa bouche, pourtour soigneusement recouvert d'un vernis à la gomme laque bien séché.

Ce bocal était mis en vibration soit par les chocs réguliers d'un battant de sonnerie électrique, soit, et le plus souvent, par le frottement, sur son bord, d'un disque épais de fibre, enduit de colophane et agissant à la façon d'une roue de vielle.

Ce dernier point exige quelque éclaircissement.

D'un socle où le condensateur était fermement pris par son pied, s'élevait une tige de bois massive, porteuse d'un bras mobile autour d'un axe horizontal ; deux forts ressorts assuraient à ce bras une position réglable à volonté et stable, tout en lui conservant la liberté nécessaire. Au bout du bras siégeait un second axe parallèle au premier. Il portait en son milieu le disque de fibre (10 cm. de diamètre, 1 cm. d'épaisseur, pourtour cylindrique) et à une extrémité une poulie de bois.

Cette dernière correspondait à une autre poulie fixée sur l'axe d'articulation du bras. De la sorte un moteur électrique pouvait entraîner le disque quelle que soit la position du bras. Le disque faisait environ un tour par seconde. Un déclic permettait de relever ou d'abaisser instantanément le bras, commandait l'attaque du bord du bocal condensateur par le disque, dont les ressorts réglaient la pression.

Quant au montage électrique, il comprenait un électromètre bifilaire de Wulf apériodique, de capacité et d'inertie très faibles, une batterie de petis accumulateurs et un jeu de commutateurs. Ceux-ci, montés sur paraffine, étaient mis en action par des électro-aimants déclanchés au doigt par l'opérateur au rythme d'une horloge à seconde. On réalisait les quatre « temps » ci-après :

1er temps : mise en charge du condensateur, l'électromètre étant à la terre.

2me temps : première mise en court-circuit des armatures avec la terre.

3me temps : isolements simultanés de l'armature interne du condensateur et de l'électromètre, qui sont mis en relation directe.

4me temps : seconde mise en court-circuit par la terre du condensateur et de l'électromètre.

Les ébranlements intervenaient seulement au troisième « temps » et pendant toute sa durée. Les observations avec chocs alternaient avec les mesures sans chocs.

L'opérateur lisait soit l'élongation maximum d'un seul fil, soit l'écart maximum des deux ; en même temps il enregistrait avec un compteur Thury, au $^1/_{20}$ de seconde près, la durée τ de cette variation. Une seule opération donnait donc à la fois le

potentiel maximum $P\tau$ et la durée τ. Pour une série il a été fait usage d'un chronographe de Hipp actionné automatiquement par le jeu même des commutateurs de mesure.

La tension de charge et la température ont été régulièrement contrôlées. Les recherches se faisaient dans un local obscur pour éviter l'effet perturbateur de la lumière du jour sur le diélectrique. L'éclairage, artificiel, était réduit au strict minimum. La température variait extrêmement lentement. Enfin, une cage métallique reliée au sol mettait tout le dispositif à l'abri des perturbations d'origine électrique.

J'ai ainsi obtenu, en 1908 et 1909, dix séries homogènes de déterminations à charge courte et deux à charge longue.

Je n'en donnerai pas le détail, me bornant à relever les points indispensables.

Les séries à charge courte se répartissent en deux groupes, l'un de six, l'autre de quatre séries. Pour le premier, le contrôle de τ fait défaut; l'écart maximum des fils de l'électromètre mesurait $P\tau$, la tension de charge était de 412 volts la température oscillait entre 19° et 21° c. (moyenne 20°,3). Pour le second groupe on n'utilisait que l'élongation du fil de droite de l'électromètre, les temps τ se marquaient automatiquement à un chronographe de Hipp; la tension de charge était de 416 volts; la température moyenne a été 20°,7 c.

Pour l'ensemble des séries, les vibrations étaient produites par la roue de vielle; la charge durait 30 minutes, la première mise à la terre 5 secondes, la période d'isolement 55 secondes, la deuxième mise à la terre 5 minutes. Chaque série comptait une quinzaine d'opérations croisées faites d'affilée.

Le tableau I résume ces séries et présente leurs résultats définitifs. Je me suis borné à caractériser $P\tau$ par les lectures faites à l'échelle de l'électromètre.

Les deux séries à longue charge diffèrent en cela seulement que dans la première les vibrations étaient produites par la roue de vielle, dans la seconde par le choc d'un trembleur de sonnerie électrique. La tension de charge a été de 401 volts pour la première série, de 414 volts pour la seconde, tandis que les températures moyennes ont été respectivement 8°,7 (6°,5-11°) et 13,°5 (8°5-17°,5). Ces grands écarts de température

Tableau I. — *Charge courte.*

Désignation des séries		Voltage de charge	Temp. °	Charge min.	1er court-circuit sec.	Isolement sec.	2me court-circuit min.	ε_{max} en divisions	Diff. abs.	Diff. p. 100	Ecart limite possible sur ε p. 100	τ_{max} moyen en secondes	Diff. abs.	Diff. p. 100	Ecart limite possible sur p. 100
I avec	vibr.	+ 412	20°,3	30	5	55	5	52 obs. 48,05 ± 0,44	−0,50	−1,04	± 1,72				
I sans	vibr.							17 obs. 47,55 ± 0,38							
II ave	vibr.	+ 416	20°,7	30	5	55	5	31 obs. 21,02 ± 0,23	+0,04	+0,19	± 2,22	8,59 ± 0,073	+0,11	+1,29	± 1,92
II sans	vibr.							31 obs. 21,06 ± 0,24				8,70 ± 0,093			

Tableau. II — *Charge longue*

Désignation des séries		Voltage de charge	Temp. °	Charge min.	1er court-circuit sec.	Isolement sec.	2me court-circuit min.	ε_{max} en divisions	Diff. abs.	Diff. p. 100	Ecart limite possible sur ε p. 100	τ_{max} moyen en secondes	Diff. abs.	Diff. p. 100	Ecart limite possible sur p. 100
I avec	vibr.	+ 401	8°,7	1429	10	50	10	21 obs. 35,84 ± 0,43	0,18	−0,50	± 2,4	20 obs. 33,08 ± 0,74	−0,34	−1,03	± 4,8
I sans	vibr.							19 obs. 35,66 ± 0,44				18 obs. 32,74 ± 0,86			
II avec	chocs	+ 414	13°,5	1429	10	50	10	24 obs. 25,79 ± 0,91	+0,17	+0,66	± 6,9	20,83 ± 0,97	+0,09	+0,43	± 8,2
II sans	chocs							26 obs. 25,96 ± 0,88				20,92 ± 0,80			

Le signe + indique une augmentation, le signe — une diminution de ε_{max} ou τ_{max}.

s'expliquent par le fait qu'une seule observation exigeait une journée entière ; la durée de la charge était en effet 1429 minutes, celle de la première mise à la terre 10 secondes, de l'isolement 50 secondes et de la deuxième mise à la terre 10 minutes quand deux mesures pouvaient être faites consécutivement.

Le tableau II résume ces séries.

L'examen de ces résultats amène à la conclusion que si les trépidations influent sur le dégagement des charges résiduelles leur effet est imperceptible ; les différences observées sont de sens variable et elles sont renfermées dans les limites des erreurs commises.

Il convient encore, avant de clore cet exposé, d'estimer si possible l'énergie vibratoire conférée au diélectrique. J'ai mesuré la puissance requise pour maintenir le condensateur en vibrations. Elle était de 0,32 watt. Le volume du diélectrique intéressé étant approximativement de 35 cm^3., la puissance requise serait voisine de 0,01 watt cm^3. Ce chiffre doit être réduit, car le disque de fibre participe de cette consommation d'énergie et de la chaleur se perd au point de frottement. Le son développé était pourtant intense et les trépidations du verre fort sensibles au toucher.

Les expérience de M. Brentano avec son tube vibrant sont une confirmation utiles de mes résultats de 1909. Il resterait à expliquer la raison de la profonde divergence qui s'affirme entre les résultats d'Hopkinson et les nôtres.

Lausanne, décembre 1912.

SUR LES FORCES
THERMOMAGNÉTIQUES DES MÉTAUX

PAR

Pietro SENEPA [1]

---

§ 1. Le prof. Corbino[2] a observé qu'un disque de bismuth, suspendu verticalement entre les faces polaires d'un électro-aimant, tend à se disposer parallèlement ou normalement à la direction du champ, si on le chauffe au centre ou bien à la périphérie.

Le couple produit est *maximum* lorsque le disque est placé à 45° des lignes de force.

L'explication du phénomène est immédiate si l'on adopte la théorie électrique de la conductibilité des métaux.

Si nous admettons avec Drude, que le nombre N_1, N_2 des deux espèces de ions (ions positifs et ions négatifs), contenu dans chaque centimètre cube soit fonction de la température, il en résulte pour eux une différence de concentration entre deux points du métal à température différente. On doit y voir une migration de ions dans un certain sens et, si le métal est isolé, il y produira dans son intérieur (à cause de la charge que l'ion transporte) des forces électriques capables de modifier la diffusion des ions. A cette migration est dû le phénomène thermomagnétique observé. En effet cette diffusion dans le sens radial sera modifiée par l'action du champ magnétique, de façon que les ions décrirons des spirales au lieu de trajectoires rectilignes ; il en résulte que le disque présentera des propriétés analogues à celles d'une lame magnétique, aussi subira-t-il les forces orientatrices du champ.

[1] Travail exécuté à l'Institut de Physique de Rome, présenté à l'*Acc. dei Lincei,* le 25 juin 1912.

[2] *Rendiconti Acc. Lincei*, 1911, p. 569.

Le prof. Corbino a démontré que le disque métallique, chauffé au centre, possède une certaine énergie de position dans le champ, donnée par la formule

$$W = \frac{1}{8\pi} UQSH^2 \cos^2 \alpha,$$

où U est un coefficient caractéristique du métal, Q la quantité de chaleur qui rayonne du centre, S la surface du disque, H l'intensité du champ, et α l'angle formé par celui-ci avec la normale au disque.

Il en résulte un couple, maximum pour $\alpha = 45°$ et égal à

$$M = \frac{1}{8\pi} UQSH^2.$$

Quant au coefficient U, il peut s'exprimer par les constantes caractéristiques du métal introduites par Drude.

On peut donner une autre expression pour M, en prenant en considération, au lieu du flux calorifique total Q, la différence de température $T_o - T_R$ entre le petit cercle central à température constante T_o et la périphérie à température T_R. Il en résulte

$$M = m (T_0 - T_R) H^2, \tag{1}$$

où

$$m = \frac{b}{4 \log . \frac{R_0}{R}} KUS$$

b étant l'épaisseur du disque, R_o le rayon du petit cercle intérieur à température constante et K la conductibilité thermique.

Je me suis proposé dans mes recherches :

a) de démontrer expérimentalement la validité de la formule (1) pour différentes valeurs du champ et de la différence de température entre le centre et la périphérie, dans un disque de bismuth de dimensions données, en déterminant le coefficient m, qui représente la valeur du couple qui se développe sur le disque en essai, lorsque celui-ci se trouve immergé dans un champ unitaire avec la différence de température de 1 degré entre le cercle central et la périphérie ;

b) de déterminer à conditions égales, l'entité du couple thermomagnétique pour d'autres métaux.

§ 2. *Disposition générale des expériences.* — Un disque de bismuth de 4,57 cent. de diamètre et 0,2 cent. d'épaisseur, noirci au centre dans un petit cercle de 0,53 cent. de diamètre, était suspendu verticalement à un fil de laiton, entre les pôles d'un électroaimant Weiss, avec faces polaires planes de 10 cent. de diamètre placées à la distance de 5 cent. Pour éviter la perturbation due aux courants d'air, le disque était enfermé dans un cube de carbon, percé à sa partie supérieure d'un trou donnant passage au fil de suspension et, par devant, d'une petite fenêtre vitrée pour permettre le chauffage : celui-ci était produit par la projection sur le petit cercle noirci, de l'image du cratère d'une lampe à arc de Zeiss à courant continu.

Le fil de suspension était fixé à un support tournant muni d'un miroir pour mesurer à l'aide d'une lunette à échelle micrométrique les torsions données à l'extrémité supérieure du fil. Un autre miroir à connection rigide avec le disque, servait à la mesure des déviations produites par les forces thermomagnétiques.

L'expérience était conduite de la manière suivante :

Le disque de bismuth étant placé à 45° par rapport aux lignes de force du champ, on produisait la chauffe au centre, en mesurant à l'aide d'un dispositif thermoélectrique, que l'on décrira dans la suite, la différence de température $T_o - T_R$ entre le centre et la périphérie. Le champ étant produit dans les deux sens, on lisait sur l'échelle la déviation due au phénomène thermomagnétique. En dernier lieu on redéterminait à champ nul, la différence $T_o - T_R$.

La double évaluation de l'effet. avec champ dans les deux sens, était faite pour séparer le phénomène thermomagnétique, d'un autre quelconque de nature thermoélectrique, pouvant dériver des dissimétries possibles dans le disque, car tandis que le phénomène Corbino est proportionnel au carré du champ, ne subissant donc point d'inversion, tout autre effet d'origine thermoélectrique étant proportionnel au champ, doit s'intervertir avec celui-ci.

On faisait durer les expériences environ 15 minutes pour per-

mettre au disque d'atteindre l'état de régime thermique. En utilisant la lampe Zeiss, les oscillations inévitables de T_o et de T_R ne dépassaient pas le 3 °/₀.

§ 3. *Mesure du couple.* — Pour la mesure du couple M, on comparaît les déviations observées avec celles produites par les rotations de l'extrémité supérieure du fil. Dans ce but on rechercha, à disque froid et par des champs de diverses intensités, quelle rotation δ il fallait produire sur l'extrémité supérieure du fil, pour faire naître dans le disque le même déplacement augulaire, que pour le phénomène thermomagnétique. En opérant ainsi, il n'est pas nécessaire de connaître la valeur du couple énergique antagoniste dû au diamagnétisme, qui pourrait même ne pas être constant dans les diverses positions du disque. La valeur absolue du couple de torsion c, dû à la rotation de 1 degré de la tête du fil, a été déterminée par la méthode des oscillations, en remplaçant le disque par une sphère dont le moment d'inertie est connu. Pour le fil de laiton utilisé j'ai obtenu, en prenant comme unité d'angle le degré,

$$c = 1{,}05 \text{ dyne-centimètre}$$

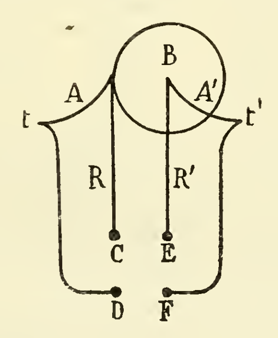
§ 4. *Mesure de la différence de température entre le centre et la périphérie.* — Pour mesurer la différence de température $T_O - T_R$ on a utilisé le couple thermoélectrique cuivre-bismuth du disque, en soudant, soit au centre, soit à la périphérie un fil très mince de cuivre pouvant être mis en communication avec un galvanomètre de Hartmann-Braun. Pour tarer ce couple cuivre-bismuth on a dû se servir d'un couple auxiliaire cuivre-maillechort; celui-ci, dont les fils minces avaient une longueur totale de 60 cm. et un diamètre de 0,1 mm., a été taré à part, en créant des différences connues de température aux soudures et en lisant les déviations correspondantes du galvanomètre.

Pour tarer le couple cuivre-bismuth on a utilisé le dispositif représenté schématiquement dans la figure, où B est le disque de bismuth auquel sont soudés les fils AA′ de maillechort et RR′ de cuivre. Les deux soudures *tt′* des couples AR, A′R′ étaient immergées séparamment dans deux récipients pleins d'eau, à la température ambiante, soigneusement contrôlée au thermomètre.

Les couples AR, A'R' avaient été préalablement étalonnés. On a disposé ensuite devant le centre du disque une petite spirale de platine, rendue incandescente par le courant, pour produire des différences de température variables entre le centre et la périphérie. On déduisait la température au centre T_O en reliant au galvanomètre les fils EF et la température à la périphérie T_R en reliant au contraitre les fils CD. Pour avoir l'étalonnage du couple cuivre-bismuth en correspondance des températures connues T_O et T_R il suffisait alors de relier au galvanomètre les fils CE.

Naturellement toutes ces opérations ont été exécutées avant de placer le disque entre les pôles de l'électroaimant.

Après avoir ainsi taré le couple cuivre-bismuth on a mesuré la différence de température $T_O—T_R$, pendant la durée des expériences thermomagnétiques, à l'aide du dispositif suivant :



La pince de suspension du disque passait au travers d'une planche de bois percée au centre ; celle-ci avait deux rigoles circulaires concentriques pleines de mercure qui servaient pour recueillir le courant thermoélectrique, lorsque, en soulevant la planche à l'aide d'un levier, on agissait de façon que les fils RR', fixés à la pince, venaient s'immerger dans le mercure. A l'aide de ce dispositif on laissait le disque bismuth complétement libre pour ses rotations pendant la mesure du couple thermomagnétique, et on pouvait ainsi procéder de suite à la détermination de $T_O—T_R$ à champ nul.

§ 5. *Résultats.* — Le tableau suivant contient les résultats, avec le calcul du coéfficient m, en observant que le symbole d est la moyenne des déviations dues au phénomène thermomagnétique, auquel correspond l'angle δ de rotation de l'extrémité supérieure du fil, capable de produire la même rotation du disque pour la méme valeur du champ.

Intensité du champ	$T_0 - T_r$	d	$\delta°$	10^9 m
1500	6,6	140	2°	*141*
	9,4	182	2°,40′	*133*
	16,9	297	4°,20′	*123*
1600	6,4	148	2°,15′	*145*
	9,7	231	3°,28′	*147*
	15,3	355	5°,16′	*144*
1800	6,6	200	2°,56′	*145*
	9,7	297	4°,20′	*146*
	15,3	455	6°,38′	*144*
2000	6,5	237	3°,26′	*140*
	10,9	402	5°,50,	*143*

La valeur du couple m, précédemment définie, est donc sensiblement constante, comme le demande la théorie et égale en moyenne à 140. 10^9 dyne-centimètre pour un disque de bismuth des dimensions données, avec une surface noircie centrale correspondant à celle d'un cercle de 0,53 cm. de diamètre.

§ 6. Pour avoir une idée de l'entité du phénomène manifesté par d'autres métaux, on a procédé aux mesures relatives en se référant au bismuth.

Les matériaux essayés ont été : bismuth — antimoine — alliage bismuth-plomb à 66,6 % — alliage bismuth-plomb à 50 %.

Pour avoir des résultats comparables entre eux il faut (avec des disques tous de mêmes dimensions) opérer sous l'action de champs égaux, dans de conditions identiques de chauffe. Pour satisfaire à cette dernière condition, il est nécessaire de recourir à une source de chaleur qui puisse se maintenir constante pendant toute la durée des expériences. La lumière solaire dans les heures près du midi, se montra appropriée au but ; une len-

tille concentrait les rayons, envoyés par un héliostat, sur le centre noirci des disques. Dans ces conditions si l'on fait tomber le faisceau de rayons tout entier à l'intérieur du cercle noirci, on est assuré que la quantité de chaleur, affluant du centre est la même pour tous les disque.

Le tableau suivant contient, à côté des déviations obtenues avec miroir et échelle pour les différents corps étudiés, la valeur du couple thermomagnétique comparée à celle que donne le bismuth :

	Champ 1620	Champ 1830	Effet relatif
Bismuth	260	330	1
Antimoine	14	18	0,054
Bismuth-plomb 66,6 % .	15	19	0,057
Bismuth-plomb 50 % . .	11	16	0,045

Nous faisons observer que les chiffres de la dernière colonne ne représentent pas les valeurs relatives de m, mais celles du coefficient U de la théorie Corbino ; ce coefficient, comme il a été démontré, est proportionnel à la déviation de la loi de Wiedemann et Franz, à la conductibilité électrique et au coefficient P du phénomène Ettingshausen (effet thermique) relatifs au métal. Utilisant les données qu'on avait déjà, M. Corbino, avait prévu pour l'antimoine un couple thermomagnétique 14 fois plus faible que celui du bismuth ; cette prévision s'est assez bien vérifiée, si l'on tient compte de l'incertitude des données utilisées dans le calcul et de la diversité des matériaux.

La forte diminution que l'on constate dans l'entité du phénomène lorsqu'on ajoute au bismuth un autre métal, tel que le plomb est également remarquable.

OBSERVATIONS MÉTÉOROLOGIQUES

FAITES AUX

FORTIFICATIONS DE SAINT-MAURICE

PENDANT L'ANNÉE **1911**

RÉSUMÉ ANNUEL

PAR

Raoul GAUTIER
Directeur de l'Observatoire de Genève

ET

Henri DUAIME

I. *Introduction*

L'année 1911, intercalée entre deux années médiocres, a été remarquablement chaude en Suisse, surtout en été. Elle présentera donc des particularités intéressantes aux fortifications de Saint-Maurice. A la station de Savatan, ce n'est pas l'année la plus chaude de la série de quatorze ans : 1899 dépasse encore 1911 de + 0°,09, mais, à Dailly, 1911 est un peu plus chaud que 1899 de + 0°,01. En particulier, comme nous le verrons tout à l'heure, l'été de 1911 a été de beaucoup l'été le plus chaud de la période, à Savatan comme à Dailly.

Au point de vue de la pluie, 1911 a été plutôt une année sèche, mais, comme à Genève, elle n'a pas été une année très sèche à Saint-Maurice. L'été seul a présenté un déficit sensible d'eau tombée.

Il n'y a rien eu de changé en 1911 à l'organisation des stations météorologiques des fortifications de Saint-Maurice. Elles sont toujours au nombre de quatre : *Lavey-village, Savatan, Dailly* et *l'Aiguille,* les deux du milieu étant seules des stations

complètes. Nous renvoyons donc à ce que nous en disions dans les résumés des années précédentes; et nous rappelons seulement que, cette année encore, le baromètre de la station de Dailly est resté à l'intendance du fort, à 15 mètres au-dessus de son ancien emplacement, au bureau de tir. Pour ne pas rompre l'homogénéité des valeurs de la pression atmosphérique avec celles des années antérieures, une correction uniforme de + 1^{mm},2 a été ajoutée à toutes les hauteurs barométriques observées en 1911, comme à celles des sept années précédentes et à celles de la deuxième moitié de 1903.

Le service des observations continue à être confié aux sous-officiers des forts. Nous leur adressons ici nos remerciements pour la manière dont ils s'acquittent de leur tâche. Nous sommes heureux aussi de profiter de cette occasion pour exprimer notre reconnaissance à M. le lieutenant-colonel Grosselin, chef du bureau des fortifications, ainsi qu'à MM. les officiers placés sous ses ordres, pour la manière dont le service météorologique a marché en 1911.

La forme de la publication des *observations mensuelles* est restée la même que de 1903 à 1910. Elles sont groupées par saisons. La forme du *résumé annuel* a aussi été maintenue, et nous avons partout calculé les résultats et les moyennes pour l'*année civile*, comme pour l'*année météorologique*, quoique le détail des observations de décembre 1911 ne soit pas donné ici.

Les tableaux de ce résumé annuel sont les mêmes que ceux du précédent. Ils portent sur les cinq éléments météorologiques observés aux forts de Saint-Maurice : la *température*, la *pression atmosphérique*, l'*humidité de l'air*, la *nébulosité*, puis la *pluie* et la *neige*. Il s'y ajoute, comme pour les sept dernières années, quelques petits tableaux supplémentaires relatifs au *brouillard*, à la *persistance de la neige* sur le sol, aux *jours d'orage* et aux cas de *fœhn*.

Enfin, nous y avons joint, depuis 1908, un dernier tableau (XX) comprenant les *écarts* des principaux éléments météorologiques par rapport aux moyennes de dix ans (1898-1907), que nous avons publiées précédemment[1].

[1] *Archives*, t. XXVIII, p. 274, septembre 1909.

Les documents sur lesquels sont basés ces vingt tableaux se trouvent, pour la plupart, dans les tableaux mensuels publiés en premier lieu, et il suffira de les accompagner de quelques brèves explications.

II. *Température.*

Les *tableaux I* et *II* fournissent, pour les deux stations de Savatan et de Dailly : 1° les valeurs moyennes des températures des différentes périodes (mois, saisons, année) pour les trois époques diurnes d'observation ; 2° les températures moyennes des mêmes périodes, calculées, comme dans les publications du Bureau central météorologique suisse[1], sur deux formules différentes : *a)* en prenant la moyenne arithmétique des trois températures moyennes diurnes ; *b)* en attribuant un poids double à l'observation de 9 heures du soir ; ce sont ces dernières moyennes que nous avons employées plus loin ; 3° les valeurs moyennes, pour les mêmes périodes, des températures minima et maxima.

Comme nous le disions, en commençant ce résumé, l'année 1911 a été chaude, à Dailly surtout, où elle dépasse par sa température moyenne annuelle, la moyenne de dix ans (1898-1907) de plus de 1° (voir tableau XX). A Savatan, elle est relativement un peu moins chaude, et 1899 reste l'année la plus chaude de la période avec 9°,63. Cette différence provient de la température de l'hiver qui a été à peu près normal à Savatan, tandis qu'il a été chaud à Dailly.

Il faut noter tout particulièrement les températures des mois d'été. Jamais encore on n'avait eu des moyennes aussi élevées en juillet et en août, en août surtout, ni à Savatan, ni à Dailly. Et il en résulte que, la saison d'été a été la plus chaude de beaucoup, depuis le début des observations, quoique le mois de juin ait été plutôt frais à Savatan et normal à Dailly.

Seuls les mois de janvier et d'avril aux deux stations et juin à Savatan, présentent des déficits de température. Les deux mois de décembre, 1910 et 1911, sont à peu près également

[1] *Annalen der schweiz. meteorologischen Zentralanstalt.*

I. TEMPÉRATURE. SAVATAN (679m), 1911.

PÉRIODE	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Températ. moyenne		Minimum moyen	Maximum moyen
				$\frac{7+1+9}{3}$	$\frac{7+1+2x9}{4}$		
	°	°	°	°	°	°	°
Déc. 1910	+ 2.52	+ 4.66	+ 3.48	+ 3.55	+ 3.53	+ 0.9	+ 5.8
Janv. 1911	- 4.57	- 2.08	- 3.56	- 3.41	- 3.44	- 5.6	- 1.5
Février	- 1.16	+ 1.91	+ 0.95	+ 0.56	+ 0.66	- 2.4	+ 3.2
Mars	+ 2.92	7.15	4.48	4.85	4.76	+ 1.5	8.8
Avril	4.41	10.00	6.85	7.08	7.02	3.4	12.0
Mai	9.49	15.19	12.47	12.38	12.40	8.7	17.7
Juin	12.37	17.85	14.73	14.98	14.92	10.7	19.9
Juillet	16.72	23.68	21.08	20.49	20.64	15.8	26.4
Août............	17.14	23.92	21.12	20.73	20.83	16.1	26.4
Septembre	14.00	18.40	16.65	16.35	16.42	13.0	20.5
Octobre	8.25	11.66	9.15	9.68	9.55	6.8	12.5
Novembre	5.41	7.92	6.39	6.57	6.52	3.8	9.0
Décembre	+ 2.90	+ 4.21	+ 2.84	+ 3.31	+ 3.19	+ 0.5	+ 6.4
Hiver	- 1.07	+ 1.48	+ 0.26	+ 0.22	+ 0.23	- 2.3	+ 2.5
Printemps	+ 5.62	10.79	7.94	8.12	8.07	+ 4.5	12.8
Eté	15.43	21.86	19.02	18.77	18.83	14.3	24.3
Automne	9.21	12.65	10.71	10.86	10.82	7.8	14.0
Année météorol. .	7.34	11.75	9.53	9.54	9.54	6.1	13.5
Année civile.....	7.37	11.71	9.48	9.52	9.51	6.1	13.5

II. TEMPÉRATURE. DAILLY (1253m), 1911.

PÉRIODE	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Températ. moyenne		Minimum moyen	Maximum moyen
				$\frac{7+1+9}{3}$	$\frac{7+1+2x9}{4}$		
	°	°	°	°	°	°	°
Déc. 1910	+ 0.86	+ 2.90	+ 1.61	+ 1.79	+ 1.74	- 0.9	+ 4.4
Janv. 1911	- 3.29	0.02	- 2.58	- 1.95	- 2.11	- 5.4	1.4
Février	- 1.65	1.99	- 0.56	- 0.07	- 0.19	- 3.9	3.8
Mars	- 0.12	3.58	+ 1.20	+ 1.55	+ 1.46	- 1.6	5.0
Avril	+ 1.67	5.46	3.02	3.38	3.29	+ 0.3	7.3
Mai	7.26	11.06	8.63	8.98	8.89	6.0	12.7
Juin	10.33	14.09	11.52	11.98	11.86	8.5	15.6
Juillet	15.29	20.47	17.07	17.61	17.47	13.7	21.9
Août	15.06	20.76	17.56	17.79	17.73	14.1	22.3
Septembre	12.09	16.36	13.81	14.08	14.01	10.6	18.0
Octobre	6.10	9.97	7.06	7.71	7.55	4.7	11.2
Novembre	3.23	6.15	3.86	4.42	4.28	+ 1.6	7.4
Décembre	+ 1.14	+ 3.39	+ 1.86	+ 2.13	+ 2.06	- 0.9	+ 4.8
Hiver	- 1.35	+ 1.62	- 0.51	- 0.08	- 0.18	- 3.4	+ 3.2
Printemps	+ 2.95	6.71	+ 4.30	+ 4.65	+ 4.56	+ 1.6	8.3
Eté	13.59	18.49	15.42	15.83	15.73	12.1	19.9
Automne.	7.13	10.82	8.23	8.73	8.60	5.6	12.2
Année météorol. .	5.61	9.45	6.90	7.32	7.22	4.0	11.0
Année civile.....	5.64	9.49	6.92	7.35	7.24	4.0	11.0

chauds. Il en résulte que l'année civile est seulement un peu plus fraîche à Savatan et un peu plus chaude à Dailly que l'année météorologique.

L'amplitude annuelle, qui correspond, pour les deux stations, aux mois de janvier et d'août, est très sensiblement supérieure à la moyenne : elle est de 24°,3 à Savatan et de 19°.8 à Dailly.

En comparant les températures des deux stations dans le courant de l'année, on trouve, comme toujours, une *décroissance variable avec l'altitude* suivant les saisons et les mois. Elle est donnée dans le petit tableau suivant. La différence de hauteur des thermomètres est de 574 mètres.

Saison.	Décroissance de la température. Absolue.	Pour 100 m.
	°	°
Hiver	0.41	0.07
Printemps	3 51	0.61
Été	3.10	0.54
Automne	2.22	0.39

C'est en hiver, comme toujours, que la décroissance est la plus faible. On trouve même, cette année, comme parfois, une inversion totale de la température pour le mois de janvier qui est plus froid de — 1°,33 à Savatan qu'à Dailly. Il en résulte que, pour ce mois là, il y a une hausse de température de + 0°,13 par 100 m. en montant de Savatan à Dailly.

La décroissance maximum est au printemps et, cette année, en avril où elle est de 3°,73, soit 0°,65 par 100 mètres.

Les cas d'*inversion de la température* entre les deux stations sont donnés dans le petit tableau suivant. Ils sont relevés sur les tableaux des températures diurnes des différents mois :

Jours d'inversion de la température.

Mois	Année	Jours	Mois	Année	Jours
Décembre	1910	7 jours	Septembre	1911	1 jour
Janvier	1911	15 »	Octobre	»	4 »
Février	»	10 »	Novembre	»	3 »
Mars	»	1 »	Décembre	»	9 »
....					
Année météorol.		41 jours	Année civile		43 jours

Comme toujours les cas d'inversion de la température se sont présentés en hiver et en automne, avec un maximum très marqué en janvier, puisque ce mois a été plus chaud en moyenne à Dailly qu'à Savatan. Le total annuel est assez élevé et dépasse le chiffre moyen.

Les *tableaux III* et *IV* fournissent, pour les deux stations, le classement des jours de chaque mois et de l'année d'après leurs températures moyennes, ces températures étant groupées entre des limites variant de 5 en 5 degrés, de — 10° à + 30° pour Savatan et à + 25° pour Dailly. Ils indiquent en même temps, pour les différents mois et pour l'année, les jours les plus froids et les plus chauds.

Les *tableaux V* et *VI* donnent les *températures extrêmes* observées à Savatan et à Dailly, ainsi que les indications sur les nombres de jours où le minimum ou le maximum sont restés au-dessous de zéro, ce qui fournit les totaux de *jours de gel* et de *jours de non-dégel*. Toutes ces indications ne peuvent être prises sur les tableaux mensuels publiés précédemment, mais elles ont été relevées sur les feuilles des observations originales et sur les feuilles de réduction conservées à l'observatoire de Genève. D'après ces deux tableaux, l'*amplitude extrême* de la température est de 42°,8 à Savatan et de 37°,5 à Dailly.

Malgré la grande chaleur de l'été, le thermomètre à maximum n'a pas enregistré de température aussi élevée que durant les étés chauds antérieurs. Les maximas absolus restent 33°,2 à Savatan, les 8 juillet 1902 et 18 juillet 1904, et 30°,0 le 3 juillet 1905 à Dailly.

III. *Pression atmosphérique.*

Les corrections des baromètres de Savatan et de Dailly ont été déterminées à nouveau le 7 octobre 1903 et appliquées depuis le 1er décembre de cette année-là. Elles sont encore valables pour l'année météorologique 1911. Mais à la fin de décembre 1911, le baromètre de la station de Salvatan a subi un accident et il a fallu le réparer. Sa correction sera donc forcément différente à partir de 1912.

Nous avons cependant pu déterminer, par extrapolation, en

III. Classement des températures diurnes. SAVATAN, 1911.

Période	Nombre de jours dont la température est comprise entre								Jour le plus froid	Jour le plus chaud
	-10° et - 5	- 5° et 0	0° et + 5	+ 5° et +10	+10° et +15	+15° et +20	+20° et +25	+25° et +30	°	°
Déc. 1910	—	5	16	8	2	—	—	—	- 4.5 le 29	+10.5 les 6 et 8
Janv. 1911	4	26	1	—	—	—	—	—	- 6.6 le 31	0.3 le 27
Février . .	2	12	9	5	—	—	—	—	- 7.8 le 1	7.7 le 23
Mars	—	4	15	6	5	1	—	—	- 2.4 le 15	15.4 le 29
Avril	—	3	5	12	10	—	—	—	- 2.5 le 5	14.9 le 23
Mai	—	—	—	5	19	7	—	—	+ 7.1 le 1	19.1 le 28
Juin	—	—	—	1	15	12	2	—	8.1 le 14	21.0 le 8
Juillet . . .	—	—	—	—	1	13	16	1	14.5 le 4	25.7 le 23
Août	—	—	—	—	—	11	20	—	16.0 le 26	24.4 le 10
Sept.	—	—	—	5	8	4	13	—	6.6 le 22	23.6 le 10
Octobre . .	—	—	2	14	15	—	—	—	3.5 le 1	14.0 le 8
Nov	—	—	7	19	4	—	—	—	2.2 le 10	11.9 le 22
Déc	—	—	27	4	—	—	—	—	+ 0.5 le 2	7.4 le 20
An. mét.	6	50	55	75	79	48	51	1	- 7.8 le 1 fév.	25.7 le 23 juil.
An. civ. .	6	45	66	71	77	48	51	1	id.	id.

IV. Classement des Températures diurnes. DAILLY, 1911.

Période	Nombre de jours dont la température est comprise entre							Jour le plus froid	Jour le plus chaud
	-10° et - 5	- 5° et 0	0° et + 5	+ 5° et + 10	+ 10° et +15	+15° et +20	+20° et +25	°	°
Déc. 1910	2	7	17	5	—	—	—	- 5.5 le 28	+ 8.3 les 5 et 6
Janv. 1911	7	14	10	—	—	—	—	- 9.0 le 3	4.7 les 21 et 22
Février . .	2	12	10	4	—	—	—	- 6.2 le 1	6.3 le 23
Mars	2	12	9	7	1	—	—	- 5.5 le 15	10.9 le 29
Avril	3	4	10	9	4	—	—	- 6.9 le 5	12.7 le 23
Mai	—	—	4	15	12	—	—	+ 2.3 le 1	13.5 le 27
Juin	—	—	—	10	13	7	—	5.1 le 14	17.9 le 17
Juillet . . .	—	—	—	6	18	7	—	10.7 le 4	22.6 le 23
Août	—	—	—	—	6	18	7	12.4 le 26	21.7 le 9
Sept. . . .	—	—	2	7	7	8	6	+ 3.5 le 22	21.5 le 4
Octobre . .	—	1	8	9	13	—	—	- 0.1 le 2	12.6 le 12
Nov	—	1	16	12	1	—	—	0.0 le 19	10.1 le 5
Déc	—	7	20	4	—	—	—	- 1.8 le 10	8.2 le 19
An. mét.	16	51	86	84	75	40	13	- 9.0 le 3 jan.	22.6 le 23 juil.
An. civ. .	14	51	89	83	75	40	13	id.	id.

V. Températures extrêmes. SAVATAN, 1911.

Période	Minimum absolu	Date	Maximum absolu	Date	Nombre de jours Minimum au-dessous de 0°	Nombre de jours Maximum au-dessous de 0°
	°		°			
Déc. 1910. ..	- 6.4	le 29	+14.4	le 6	10	2
Janvier 1911..	- 8.4	le 17	2.4	le 13	31	22
Février	-10.6	le 1	10.0	les 18 et 23	18	8
Mars	- 4.6	le 27	18.2	le 29	14	1
Avril	- 3.8	le 6	21.8	le 23	8	1
Mai	+ 3.6	les 1 et 2	23.2	le 29	—	—
Juin..........	5.8	le 15	26.8	le 8	—	—
Juillet	10.8	le 4	31.6	le 23	—	—
Août	12.4	le 25	32.2	le 11	—	—
Septembre ...	5.0	le 23	30.2	le 5	—	—
Octobre......	+ 0.8	le 3	18.8	le 8	—	—
Novembre....	- 0.2	le 10	15.2	le 5	1	—
Décembre. ...	- 2.2	le 10	11.2	le 20	13	—
Année mét...	-10.6	le 1 févr.	32.2	le 11 août	82	34
Année civile..		id.		id.	85	32

VI. Températures extrêmes. DAILLY, 1911.

Période	Minimum absolu	Date	Maximum absolu	Date	Nombre de jours Minimum au-dessous de 0°	Nombre de jours Maximum au-dessous de 0°
	°		°			
Déc. 1910....	- 8.6	le 29	+11.1	le 5	15	6
Janvier 1911..	-10.2	les 3 et 4	9.4	le 22	27	14
Février	-10.5	le 1	10.2	le 23	24	4
Mars	- 7.2	le 27	13.0	le 30	21	5
Avril.	- 8.0	le 5	16.8	le 16	13	6
Mai	+ 0.2	le 1	18.0	le 26	—	—
Juin..........	3.0	les 14 et 15	22.1	le 17	—	—
Juillet	8.3	le 4	26.8	le 30	—	—
Août	9.6	le 26	27.0	le 10	—	—
Septembre ...	+ 1.2	le 23	26.4	le 4		—
Octobre......	- 2.5	le 3	17.4	le 12	3	—
Novembre. ...	- 1.9	le 19	16.7	le 5	10	—
Décembre. ...	- 4.2	le 10	12.7	le 30	22	—
Année mét...	-10.5	le 1 févr.	27.0	le 10 août	113	35
Année civile..		id.		id.	120	29

tenant compte des données de Dailly, la pression moyenne pour décembre 1911 et les valeurs extrêmes de la pression pendant ce mois qui se sont certainement manifestées, comme à Dailly, pendant les deux premières décades du mois.

VII. Pression atmosphérique. SAVATAN (671m), 1911.

Période	Pression moyenne	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.
	mm	mm	mm	mm
Décembre 1910	700.63	+ 0.02	- 0.49	+ 0.47
Janvier 1911..........	707.83	- 0.14	- 0.25	+ 0.39
Février	708.73	+ 0.18	- 0.19	+ 0.01
Mars.................	700.20	- 0.02	- 0.34	+ 0.36
Avril	702.29	+ 0.19	- 0.23	+ 0.04
Mai..................	701.35	+ 0.18	- 0.33	+ 0.15
Juin	705.28	+ 0.06	- 0.34	+ 0.28
Juillet..............	707.14	+ 0.48	- 0.45	- 0.03
Août.................	705.64	+ 0.32	- 0.34	+ 0.02
Septembre............	706.68	+ 0.13	- 0.07	- 0.06
Octobre	704.09	- 0.07	- 0.29	+ 0.36
Novembre	702.04	- 0.12	- 0.16	+ 0.28
Décembre	705.12			
Hiver................	705.63	+ 0.02	- 0.32	+ 0.30
Printemps............	701.27	+ 0.11	- 0.30	+ 0.19
Eté....	706.03	+ 0.29	- 0.38	+ 0.09
Automne..............	704.27	- 0.02	- 0.17	+ 0.19
Année météorologique .	704.29	+ 0.10	- 0.29	+ 0.19
Année civile..........	703.92			

VIII. Pression atmosphérique. DAILLY (1236m), 1911.

Période	Pression moyenne	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.
	mm	mm	mm	mm
Décembre 1910........	654.30	- 0.03	- 0.20	+ 0.23
Janvier 1911..........	659.87	- 0.24	- 0.04	+ 0.28
Février...............	661.18	+ 0.20	- 0.18	- 0.02
Mars	653.96	- 0.16	- 0.18	+ 0.34
Avril................	656.16	- 0.05	- 0.09	+ 0.14
Mai..................	656.34	+ 0.06	- 0.10	+ 0.04
Juin	660.22	- 0.16	- 0.11	+ 0.27
Juillet..............	663.11	+ 0.09	- 0.16	+ 0.07
Août.................	661.22	+ 0.04	- 0.03	- 0.01
Septembre............	661.34	+ 0.17	- 0.14	- 0.03
Octobre	658.15	- 0.04	- 0.21	+ 0.25
Novembre	655.18	+ 0.16	- 0.06	- 0.10
Décembre..	657.21	- 0.24	- 0.07	+ 0.31
Hiver................	658.36	- 0.03	- 0.14	+ 0.17
Printemps............	655.48	- 0.05	- 0.12	+ 0.17
Eté	661.53	- 0.01	- 0.10	+ 0.11
Automne..............	658.22	+ 0.10	- 0.14	+ 0.04
Année météorologique.	658.40	0.00	- 0.12	+ 0.12
Année civile..........	658.65	- 0.02	- 0.11	+ 0.13

IX. Pressions extrêmes. SAVATAN, 1911.

Période	Minimum	Maximum	Amplitude
	mm	mm	mm
Décembre 1910.......	686.8 le 27	713.3 le 20	26.5
Janvier 1911	691.9 le 12	717.9 le 17	26.0
Février..............	699.5 le 19	717.2 le 16	17.7
Mars................	689.7 le 13	715.9 le 2	26.2
Avril......	690.0 le 5	715.0 le 21	25.0
Mai.................	696.5 le 18	707.9 le 24	11.4
Juin................	695.0 le 13	714.0 le 28	19.0
Juillet..............	701.0 le 1	711.9 le 21	10.9
Août................	697.7 le 21	710.1 le 27	12.4
Septembre...........	697.1 le 21	711.2 le 2	14.1
Octobre	692.3 le 27	712.8 le 11	20.5
Novembre...........	682.7 le 18	713.1 le 30	30.4
Décembre	691.7 le 11	712.4 le 17	20.7
Année météorologique.	682.7 le 18 nov.	717.9 le 17 janv.	35.2
Année civile.........	id.	id.	id.

X. Pressions extrêmes. DAILLY, 1911.

Période	Minimum	Maximum	Amplitude
	mm	mm	mm
Décembre 1910.......	641.1 le 27	666.1 le 20	25.0
Janvier 1911.........	646.0 le 3	669.1 le 18	23.1
Février..............	651.1 le 19	668.5 le 16	17.4
Mars................	643.9 le 26	667.7 le 2	23.8
Avril	643.4 le 5	668.9 le 21	25.5
Mai.................	651.7 le 18	661.8 le 24	10.1
Juin	651.2 le 13	667.8 le 28	16.6
Juillet..............	657.5 le 1	667.2 le 22	9.7
Août................	654.5 le 22	665.0 le 8	10.5
Septembre...........	651.6 le 23	666.2 le 6	14.6
Octobre	647.8 le 27	665.6 le 11	17.8
Novembre...........	637.0 le 18	665.8 le 29	28.8
Décembre	647.8 le 11	663.6 le 17	15.8
Année météorologique.	637.0 le 18 nov.	669.1 le 18 janv.	32.1
Année civile.........	id.	id.	id.

Nous rappelons encore, comme au début de ce résumé, que la pression de Dailly est ramenée à ce qu'elle était à l'ancien emplacement du baromètre, au bureau de tir.

Les *tableaux VII* et *VIII* donnent, pour Savatan et pour Dailly, les valeurs moyennes de la pression atmosphérique pour les mois, les saisons et l'année, météorologique et civile. Ces valeurs moyennes sont les moyennes arithmétiques des pressions

moyennes des mêmes périodes, prises aux trois époques des observations diurnes. Les colonnes suivantes des tableaux fournissent les différences entre ces moyennes des trois observations diurnes et la moyenne générale de la période.

On ne peut naturellement pas, au moyen de ces trois données, déduire la courbe de la *variation diurne* de la pression atmosphérique, mais on peut cependant constater une différence assez sensible dans l'allure des oscillations diurnes des deux baromètres placés à des altitudes différant de 564^{m},75.

Si l'on suit la *variation annuelle* de la pression atmosphérique par les valeurs des pressions moyennes des mois, on constate, aux deux stations, un premier maximum de pression en janvier et février, maximum principal pour Savatan ; puis un minimum en mars, minimum principal de l'année aux deux stations ; puis vient un second maximum important en juillet qui est le maximum principal à Dailly ; vient enfin un minimum secondaire en novembre. L'année, dans son ensemble, a du reste été caractérisée par une pression supérieure à la moyenne, à Dailly surtout (voir au tableau XX).

Les *tableaux IX* et *X* reproduisent, pour les deux stations, les valeurs extrêmes de la pression atmosphérique relevées sur les tableaux conservés à l'observatoire de Genève.

(à suivre).

COMPTE RENDU DES SÉANCES

DE LA

SOCIÉTÉ DE PHYSIQUE ET D'HISTOIRE NATURELLE DE GENÈVE

Séance du 7 novembre 1912

Prevost et Isaac Reverdin. Recherches sur les brûlures produites par les courants électriques industriels.

MM. Prevost et Isaac Reverdin. *Recherches sur les brûlures produites par les courants électriques industriels.*

On sait que dans les accidents causés par l'électricité industrielle il se produit fréquemment des brûlures au niveau des parties qui ont été en contact avec les conducteurs électriques. Ces brûlures ont un aspect, des caractères cliniques et une évolution qui leur sont propres. Les différents auteurs ne sont pas d'accord relativement à l'influence que ces brûlures peuvent avoir sur la gravité des accidents de l'industrie électrique : On peut se demander si la brûlure augmente ou si elle diminue au contraire la résistance ; savoir si elle favorise ou si elle atténue les efforts nocifs du courant.

Plusieurs auteurs ont constaté qu'aux brûlures graves correspondent souvent des effets généraux de peu d'importance. Cette opinion a été en particulier soutenue par Battelli qui a fait précédemment une étude expérimentale de cette question. Jellinek au contraire considère que la brûlure diminue la résistance du corps. Nous avons entrepris une nouvelle étude de cette question. Nous avons expérimenté sur des cobayes et des chiens morts et sur un bras d'un ouvrier mort accidentellement. Nous avons employé des courants alternatifs de 500 et de 1000 volts. Nous placions dans le circuit les appareils nécessaires pour mesurer les variations de l'intensité.

Nos résultats ont varié suivant les conditions expérimentales :

1° Si on établit un *mauvais contact*, c'est-à-dire une grande résistance au niveau du point de contact, il se produit immédiatement des étincelles, et l'on observe rapidement sur la peau la formation d'une couche rugeuse, carbonisée, sèche, sorte d'escarre dure et d'aspect anfractueux qui présente une très grande résis-

tance et qui provoque bientôt l'arrêt du courant. Nous avons ainsi une brûlure assez considérable et des effets généraux minimes.

2° Si l'on établit au contraire un *bon contact* l'intensité du courant est d'abord élevée, la brûlure ne se forme que peu à peu et a un aspect tout différent que dans le premier cas : La brûlure est lisse, linéaire et affecte la forme exacte du conducteur électrique. Graduellement, vu l'élévation de la température due à la résistance au point de contact, le tissu brûle suffisamment pour produire une perte de substance ; le contact devient mauvais les étincelles se dégagent alors, et l'intensité du courant diminue. Dans ce cas on a ainsi au début une brûlure moins considérable et des effets généraux sur l'organisme plus importants.

Nous pouvons donc distinguer deux formes bien différentes de brûlures : 1° Les *brûlures par étincelles* (mauvais contact). 2° Les *brûlures par échauffement direct* (bon contact).

Dans nos expériences nous réalisions ces deux conditions en posant légèrement le fil électrique sur la peau (faible contact) ou en graduant son application plus intime en le chargeant de poids plus ou moins lourds.

La longueur du fil en contact, comme la durée du contact ont naturellement une grande influence sur les résultats obtenus. Il est aussi intéressant de constater que si la brûlure dépasse le derme, le courant cesse quand l'électrode repose sur du tissu cellulograisseux d'une certaine épaisseur.

On peut facilement montrer l'effet de ces brûlures sur l'animal vivant anesthésié : En plaçant une électrode dans la bouche et l'autre sur la région préalablement brûlée par étincelles (de façon à ce que le courant passe par la ligne du cœur), l'animal peut supporter un courant de 110, 240, 500 volts sans subir le moindre shock : le courant ne passant pas. Dans les brûlures par échauffement direct le courant passe avec intensité au début et l'animal meurt par paralysie du cœur avant que les étincelles ne se dégagent.

Dans l'industrie un ouvrier qui frôle un conducteur peut être atteint d'une brûlure grave, comme étendue, sans éprouver des troubles généraux bien graves. Avec un bon contact il pourra mourir avant que la brûlure par étincelles (protectrice) ait eu le temps de se former. La brûlure par étincelles une fois formée constitue donc une protection efficace contre le passage du courant tandis que la brûlure par échauffement amène une diminution beaucoup moins considérable dans l'intensité du courant. Mais il va sans dire que dans la pratique on peut observer tous les cas intermédiaires entre ces deux types principaux de brûlures par les courants électriques.

Séance du 21 novembre

Yung. La cécité des Gastéropodes pulmonés. — Duparc, R. Sabot et M. Wunder. Sur quelques minéraux radioactifs de Madagascar. — Duparc et Sigg. Géologie de la Sysserskaya-Datcha.

M. le prof. Emile Yung. — *La cécité des Gastéropodes pulmonés.*

M. Yung présente un résumé des recherches qu'il a faites sur la structure intime de l'œil des Gastéropodes terrestres, dans le but de découvrir la raison de la cécité de ces animaux. Le fait que ces derniers ne voient pas les objets peut s'expliquer par la forme ellipsoïdale de leur cristallin qui, en l'absence de tout appareil d'accomodation dans leurs yeux, les empêche d'amener les images sur leur rétine. Mais M. Yung a démontré par de nombreuses expériences l'insensibilité de l'organe à la lumière, si intense que soit celle-ci ; il y a donc défaut dans les cellules visuelles même. On considère comme telles, les cellules non pigmentées qui, de concert avec des cellules chargées de pigment noir, constituent la rétine des Gastéropodes en question et l'on admet généralement que, par leur base effilée, ces cellules sont en relation de continuité avec les fibrilles du nerf optique. L'étude détaillée de la constitution des cellules rétiniennes dépourvues de pigment parle effectivement en faveur de l'opinion qui veut qu'elle soient sensorielles, mais il est extrêmement difficile de mettre en évidence leur continuité avec les éléments du nerf qui aboutit à l'œil. Les coupes pratiquées par M. Yung sur des yeux d'*Helix*, d'*Arion* et de *Limax* ne montrent pas cette continuité. On y voit, au contraire, que le nerf optique ne franchit pas la membrane basale de nature conjonctive qui entoure l'œil. La continuité nécessaire pour expliquer la transmission des excitations lumineuses de ces cellules jusqu'aux centres ganglionnaires, garde toute sa valeur théorique, mais ici elle n'est pas entrée dans l'ordre des faits. Ces derniers, tels qu'ils résultent des observations de M. Yung, portent à croire qu'en réalité il existe à la base de l'œil une solution de continuité entre les éléments rétiniens et le nerf voisin. Nous aurions par conséquent là l'explication de cette singularité que, malgré leurs yeux, les gastéropodes terrestres sont aveugles.

MM. L. Duparc, R. Sabot et M. Wunder. — *Sur quelques minéraux radioactifs de Madagascar*

Continuant leurs recherches sur les minéraux des Pegmatites de Madagascar, MM. Duparc, Sabot et Wunder ont examiné une série de types fort intéressants, provenant du gisement d'Ambatofotsikely, appartenant à M. Girod, à l'obligeance duquel ils doi-

vent le matériel étudié. Ce gisement se trouve à deux journées de marche au N. O. d'Antsirabé, il est encaissé dans le Granit. En surface, il a été révélé par un affleurement de Quartz. Les travaux exécutés à ce jour montrent qu'il s'agit d'une puissante veine de Pegmatite, dans laquelle, outre les minéraux constitutifs habituels, on a trouvé une série de minéraux fort intéressants qui appartiennent au groupe des Niobates, Tantalates et Phosphates de terres rares. Nous résumerons sommairement les résultats de notre étude qui paraîtra in extenso sous peu.

Muscovite. — Elle se présente en lamelles qui peuvent atteindre jusqu'à 1 mètre de diamètre et qui sont criblées d'inclusions noires ou rougeâtres de Magnétite et d'Oligiste. $2E = 67°16'$ $2V = 40°18'$ dispersion inclinée $\rho > v$ $D = 2,8908$.

Monazite. — Elle se présente en magnifiques cristaux, d'un brun chocolat, opaques, qui mesurent jusqu'à 4 centimètres et pèsent jusqu'à 100 grammes. Sur les éclats minces et les arêtes, ils sont translucides ou même transparents, de couleur jaune d'or. Ils sont applatis suivant (100) et plus ou moins allongés, tantôt suivant l'axe vertical, tantôt suivant $p\,(001)\,h^1\,(100)$. Les formes sont $h^1 = (100)$ très développée, $m = (110)$ étroite, $d^{\frac{1}{2}} = (111)$ étroite également et $b^{\frac{1}{2}} = (\bar{1}11)$. Il existe aussi le dôme $a^1 = (\bar{1}01)$ souvent assez développé, ainsi que $e^1 = (011)$ réduit à une facette très fine sur l'arête $b^{\frac{1}{2}}\,d^{\frac{1}{2}}$. Il se trouve parfois aussi $g^1 = (010)$ très fine également, et enfin, sur quelques rares spécimens, le dôme $(106) = 0^6$. Les cristaux sont fréquemment mâclés suivant $h^1 = (100)$, ou encore $m = (110)$ et aussi vraisemblablement suivant $(106) = 0^6$. Ils sont du type des groupements parallèles. Densité 5,2735. Les principaux angles, mesurés, soit au goniomètre d'application, soit au goniomètre à réflexion, lorsque la qualité des faces le permettait, sont :

Angles	*Observé*	*Calculé*
(100) (110)	43°17′	43°19′
(111) $(\bar{1}11)$	70°46′	70°16′
(100) (111)	47°45′	48°3′
(100) $(11\bar{1})$	61°28′	61°41′
(110) (111)	34°20′	33°41′
(110) $(11\bar{1})$	41°50′	41°2′
$(\bar{1}11)$ $(\bar{1}\bar{1}1)$	73°	73°16′
$(\bar{1}00)$ $(\bar{1}01)$	52°30′	53°47′
$(\bar{1}01)$ (111)	87°30′	87°21′
$(\bar{1}01)$ $(\bar{1}11)$	36°30′	36°30′
(100) (106)	67°35′	67°48′
(106) (111)	39°3′	38°50′
(106) $(\bar{1}11)$	65°10′	65°9′

Columbite. — Elle se présente en gros groupements d'apparence centro-radiée et pesant plusieurs kilogs, ou en cristaux isolés. Nous avons observé quatre types distincts : le premier, d'aspect cubique, présente les faces $(001) = p$, $(100) = h^1$ et $(010) = g^1$ très développées, puis $(201) = a\frac{1}{2}$, $(110) = m$ et $(130) = g^2$ très petites. Le deuxième présente le dôme $(201) = a\frac{1}{2}$ dominant, les pinacoïdes $(100) = h^1$ et $(010) = g^1$ réduits, ainsi que $(110) = m$ puis en plus la pyramide $(111) = b\frac{1}{2}$. Le troisième type, à habitus disymétrique, présente la pyramide $(111) = b\frac{1}{2}$, mais tandis que la symétrique $(\bar{1}11)$ est bien développée également, les faces $(1\bar{1}1)$ et $(\bar{1}\bar{1}1)$ sont très réduites. D'autre part se rencontrent, peu développées, les faces $(100) = h^1$, $(010) = g^1$, $(110) = m$ et $(201) = a\frac{1}{2}$, puis une nouvelle face étroite $(344) = b^1 b\frac{1}{7} g\frac{1}{4}$. Un quatrième type se rattache au second, mais possède de plus $(001) = p$ large.

Ces Columbites présentent plusieurs groupements parallèles intéressants. Dans un premier genre, le groupement se fait sur $(010) = g^1$ entre des individus du premier et du troisième type. Les parties mâclées présentent la pyramide $(111) = b\frac{1}{2}$ ou le dôme $(201) = a\frac{1}{2}$, avec arrondissement fréquent des arêtes, ce qui donne aux cristaux un aspect en carène. Sur certains échantillons, on distingue le passage graduel du type II à III, avec réduction progressive du dôme $(201) = a\frac{1}{2}$ et développement de la pyramide $(111) = b\frac{1}{2}$. On observe aussi un décalage graduel du prisme $(110) = m$, donnant aux cristaux un aspect aminci vers le bas, et ayant pour cause la structure centro-radiée.

Dans un deuxième type de groupement, le plan de jonction est $(100) = h^1$, dans celui-ci on rencontre en plus une face $(211) = b^1 b\frac{1}{3} g^1 = e_3$.

Angles	*Observé*	*Calculé*
(100) (110)	21°33′	21°31′
(110) (130)	28°23′	28°24′
(100) (201)	28°40′	29°12′
(110) (201)	35°	35°53′
(130) (201)	——	56°5′
(201) (111)	25°	24°
(111) ($\bar{1}$11)	79°30′	80°9′
(111) (1$\bar{1}$1)	30°	29°55′
(111) ($\bar{1}\bar{1}$1)	89°	87°53′
(344) ($\bar{3}$44)	66°	66°52′
(211) (2$\bar{1}$1)	19°26′	19°51′

Densité = 5,2726. L'analyse a montré, outre la présence du Niobium et du Tantale, celle du Manganèse et d'un peu d'Urane.

Le minéral est entièrement soluble dans HFl; fondu avec KOH, il donne une masse verte. La solution sulfurique réduite par $Sn + HCl$ donne une coloration bleue intense (Nb).

Minéral radioactif inconnu (Ampangabéite ?). — Dans les envois de M. Girod, nous avons observé un minéral d'aspect résineux, rougeâtre, qui paraît fréquemment associé à la Columbite. Ce minéral, que nous n'avons pas vu à l'état de cristaux, donne à l'analyse qualitative beaucoup d'Urane, à peu près 35 % de Niobium et Tantale, des Terres rares (Th, Ce, Di, La, Er, etc.), du fer, de l'alumine, de la chaux en petite quantité et 11,3 % de perte au feu, dont 2,2 à 110°. D'après ces caractères il paraît se rapporter à l'Ampangabéite[1]. Densité = 3,7559.

Minéral noir brillant. — Nous avons trouvé également un minéral noir, brillant, à cassure conchoïdale, de forte densité. L'analyse qualitative a déjà montré la présence d'une grande quantité de Manganèse.

Radioactivité. — Ces divers produits sont radioactifs et ont été étudiés à l'électromètre et par le procédé photographique en opérant avec 2 grammes de substance, placés à 4 mm. d'une plaque photographique, avec exposition de 50 heures. Les poudres, de même grain (passés au travers de la toile à 200 mailles par cm^2) étaient placées dans des godets en verre, de même diamètre, entourés latéralement et à la partie inférieure de Plomb, afin d'isoler des faisceaux cylindriques identiques. Les diverses substances ont été, sur la même plaque, comparées à la Pechblende de Joachimsthal et ont donné les résultats suivants :

1) Ampangabéite ; impression d'intensité égale à $^1/_2$ à $^3/_4$ de celle de Pechblende.

2) Monazite ; beaucoup plus faible, mais encore très nette.

3) Columbite ; impression variable suivant les échantillons, plus faible que pour la Monazite.

4) Minéral noir brillant ; impression de l'ordre de celle des Columbites les moins actives.

M. le prof. Duparc fait une communication sur la *géologie de la Sysserskaya-Datcha,* qu'il étudie en ce moment avec M. Henry Sigg, et particulièrement sur la mine de Gumeshewsky. Cette dernière a le caractère d'un gisement de contact. La carte géologique détaillée qui en a été dressée montre que vers l'ouest sont développés largement des calcaires cristallins, qui entrent en contact avec une roche granitique qui vers le nord passe au type porphyrique. Au contact immédiat il existe une puissante et profonde zone argileuse dans laquelle on trouvait des nodules et concrétions

[1] A. Lacroix, *Bulletin Soc. fr. de Minéralogie*, T. 35, 1912, p. 194.

de malachite, azurite et cuprite ; tandis que le calcaire qui forme le mur de cette poche est recouvert d'une couche plus ou moins épaisse de carbonate de cuivre. A l'est du granit, on retrouve les mêmes calcaires. Or, au contact des calcaires de l'ouest et du granit, on observe, à fois réitérées, des cornéennes granitifères qui sont imprégnées de pyrite et montrent le caractère du contact. Le gisement exploité, soit la zone argileuse, n'est que le chapeau d'un ancien gisement pyriteux de contact qui doit comme tel se retrouver en profondeur, et l'argile qui occupe la zone est un produit de kaolinisation du granit.

Séance du 5 décembre

E.-L. Durand et E. Briner. Formation des acides nitreux et nitrique à partir des oxydes d'azote et de l'eau. — Yung. De l'explosion des Infusoires. — E. Briner. Sur la limite de formation des composés dits endothermiques aux températures très élevees. — François Favre. Oppelia du Jurassique moyen. — Léon-W. Collet, R. Mellet et O. Lütschg. Jaugeages de turbines.

MM. E.-L. Durand et E. Briner. — *Formation des acides nitreux et nitrique à partir des oxgdes d'azote et de l'eau.*

M. le professeur Emile Yung. *De l'explosion des Infusoires.*

M. Yung a eu l'occasion, au cours de ses recherches relatives aux effets anatomiques de l'inanition sur les Infusoires, d'observer un singulier phénomène consistant dans la dissociation subite de certains individus de *Paramecium caudatum, P. aurelia, Frontonia leucas,* ayant subi un jeûne prolongé à l'intérieur de tubes capillaires de 100 à 300 microns de diamètre. Les choses se passent comme si l'animal faisait explosion, c'est-à-dire que son protoplasma éclate tout à coup sans avoir préalablement augmenté de volume et sans que rien ne permette de prévoir le moment où se produira l'accident. Celui-ci étant accompli, il ne reste de l'infusoire que quelques lambeaux de sa membrane et les particules (microsomes, inclusions diverses) qui se trouvaient en suspension dans son endoplasma ; les noyaux ont disparu comme ce dernier, on n'en retrouve plus de traces.

Il ne s'agit point là d'un de ces faits de diffluence, de cette *effusio molecularum* signalée jadis par O. F. Müller et dont tous les observateurs des Infusoires ont été les témoins à la suite de l'intervention de certains agents chimiques tels que l'ammoniaque. Si rapide que soit la diffluence, elle n'est pas instantanée, et lorsque la rupture de la membrane qui en est la première phase a

eu lieu, l'ectoplasma, d'abord, s'écoule sous forme de globules réfringents, puis l'endoplasme répand son contenu de particules solides sans le projeter à distance. D'autre part, la diffluence est précédée d'un changement de forme de l'infusoire dénotant une contraction de son protoplasma et, quant au noyau, il ne disparait pas immédiatement, même parfois il persiste après la démolition du reste du corps.

L'explosion est soudaine et elle est accompagnée de projection de particules dans l'eau ambiante.

Sans pouvoir donner une explication du phénomène qu'il n'a pas réussi à reproduire à volonté, en plaçant les Infusoires dans des liquides de pressions osmotiques diverses et tout en admettant que l'osmose joue un rôle dans sa production, M. Yung le rapproche de l'explosion des trichocystes demeurant elle aussi inexpliquée. Ce rapprochement se justifie par le fait que jusqu'ici M. Yung n'a vu l'explosion que chez des Holotriches pourvus de trichocystes. Il est possible qu'au cours de l'inanition, le protoplasma élabore abondamment le trichoplasma explosible qui remplit ces petits organes et que n'ayant plus l'occasion de faire usage de ces derniers puisqu'il est isolé dans un tube ne renfermant que de l'eau pure, l'infusoire accumule du trichoplasma dans la totalité de son protoplasma.

Vienne alors qu'une solution de continuité, même très petite, de la membrane se produise et livre passage à l'eau extérieure, l'explosion de tout l'infusoire aura lieu comme a lieu l'explosion des trichocystes, expulsés par l'animal et mis ainsi en contact avec l'eau. Comme nous ne connaissons pas de réactif pour distinguer le trichoplasma des divers plasmas constituant le corps des Infusoires, il n'est pas possible d'apprécier son abondance relative, a l'intérieur de ces derniers.

M. Yung se borne, par conséquent, à mentionner l'existence du phénomène de l'explosion chez les Infusoires inanitiés en notant, en outre, que certains chocs imprimés au tube qui les contient ou à la lame de verre sur laquelle ils reposent favorisent sa production.

E. Briner. *Sur la limite de fondation des composés dits endothermiques aux températures très élevées.*

Le principe du déplacement de l'équilibre chimique de Le Chatelier-van't Hoff implique la production, avec l'élévation de température, de réactions absorbant de la chaleur et aboutissant dans certains systèmes à la formation de composés dits endothermiques, tel, par exemple, l'oxyde d'azote qui prend naissance aux températures très élevées.

Cette formation est-elle favorisée sans limite par l'élévation de

la température ? Si oui, on devrait s'attendre, dans les régions de plus en plus chaudes, à l'existence, à des concentrations de plus en plus élevées, d'une foule de composés comme les oxydes d'azote, l'ozone, le chlorure d'azote, le cyanogène[1], etc. Cette conséquence admise sans restriction est de nature à heurter notre sens chimique, habitué à concevoir la destruction des édifices moléculaires par l'effet de températures suffisamment hautes ; elle est, d'autre part, en contradiction avec les résultats de l'analyse spectrale, qui prouvent la nature élémentaire et non complexe des corps existant sur les astres les plus chauds.

Pour montrer que cette contradiction n'est qu'apparente, il suffit de faire intervenir la dissociation des molécules des éléments en atomes, dont on n'a pas tenu compte jusqu'à présent dans les applications numériques du principe de Le Chatelier-van't Hoff aux températures élevées. Or, ces dernières années, quelques travaux ont mis cette dissociation en évidence pour plusieurs éléments et permis l'évaluation de la chaleur de formation des molécules à partir des atomes.

Des chaleurs considérables dégagées par la réunion des atomes pour former les molécules, il faut conclure qu'à partir des atomes tous les composés sont exothermiques et que, dès lors, aux températures suffisamment élevées, où les molécules des éléments sont suffisamment dissociés, la concentration de tous les composés sans exception devra diminuer avec la température croissante. La concentration des composés dits endothermiques (ils ne sont endothermiques que parce que leur chaleur de formation est évaluée à partir des molécules) doit donc passer par un maximum. Cette conséquence apparaît encore mieux, si l'on discute les relations obtenues en faisant intervenir la concentration des atomes dans l'expression analytique de la loi d'action des masses et dans l'équation de van't Hoff. Ces considérations permettent d'interprêter les phénomènes qui se produisent dans les systèmes gazeux aux températures élevées.

M. François FAVRE rend compte d'un travail qu'il a fait sur les *Oppelia du Jurassique moyen.*[2]

Les espèces étudiées sont au nombre de cinq : *Oppelia praera-*

[1] A remarquer que les chaleurs de formation du cyanogène et des autres composés du carbone sont toujours évaluées à partir du carbone solide ; rapportées au carbone gazeux ces chaleurs seraient naturellement beaucoup plus grandes, au point même que les composés carbonés endothermiques pourraient être déjà exothermiques à partir du carbone moléculaire gazeux.

[2] *Mém. Soc. Paléontol. suisse.* T. XXXVIII, Genève, 1912.

diata Douv, *Opp. subradiata* Sow. *Opp. fusca* Quenst. *Opp. aspidoïdes* Opp. et *Opp. subdisca* d'Orb. qui forment un genre bien délimité. L'introduction de nouveaux sous-genres comme *Ochetoceras* et *Oxycerites* semble superflue.

Au point de vue stratigraphique on ne peut plus considérer *Opp. subradiata* comme caractéristique d'une zone du Bajocien, car cette forme existe aussi sans avoir subi de transformation, dans le Bathonien.[1]

Le mémoire de Waagen : *Die Formenreihe des Ammonites subradiatus* est à la base de toute étude concernant le genre *Oppelia* ; il semble cependant qu'il faut y apporter quelques modifications tant dans les détails de détermination que dans la série philogénique ; Waagen en effet établit le rameau philétique suivant :

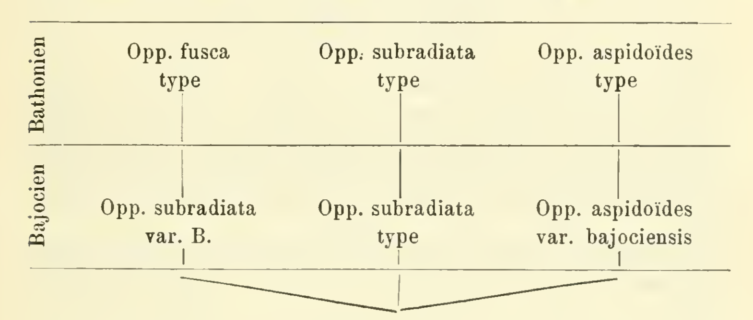
Opp. aspidoïdes
↑
Opp. fusca
↑
Opp. subradiata
↑
Opp. subradiata (praeradiata Douv.)

Ce rameau paraît au premier abord très normal. Waagen se base sur l'amincissement du bord externe qui, en effet, de rond qu'il est chez *Opp. praeradiata* devient tout à fait tranchant chez *Opp. aspidoïdes*, en passant par des stades intermédiaires représentés par *Opp. subradiata* et *Opp. fusca*. L'auteur admet donc qu'*Opp. fusca* est une forme de passage entre *Opp. subradiata* et *Opp. aspidoïdes*. D'après cette filiation, il ne devrait pas exister d'autres formes intermédiaires qu'*Opp. fusca* entre ces deux espèces. Ce n'est pourtant pas le cas. M. Favre a trouvé une nouvelle variété à laquelle il a donné le nom d'*Opp. aspidoïdes* var. *bajociensis*, nov. var., forme bajocienne, qui a une section d'*Opp. subradiata*, une cloison d'*Opp. aspidoïdes* et une ornementation tenant également des deux espèces; elle doit donc avoir avec *Opp. subradiata* un ancêtre commun, inconnu pour le moment, duquel partent deux rameaux : le premier à évolution lente donne dans le Bajocien *Opp. subradiata* qui continue sans se modifier jusque dans le Bathonien ; le second à évolution rapide donne *Opp. aspidoïdes* var. *bajociensis* dans le Bajocien pour arriver à *Opp. aspidoïdes* type dans le Bathonien.

Quels sont les rapports d'*Opp. fusca* avec les deux rameaux ainsi établis ? On ne peut plus la considérer comme forme intermédiaire entre ces deux espèces, car elle devrait avoir les mêmes

[1] *C. R.* som. S. G. F., p. 70-71. Paris, 1909.

caractères que la var. *bajociensis*, en outre *Opp. fusca* possède une cloison régressive et il est difficile de la placer comme forme de passage entre deux espèces à cloisons plus évoluées. Une variété d'*Opp. subradiata* la var. B possède une cloison régressive très voisine de celle de l'*Opp. fusca*; elle se rapproche aussi de cette dernière par un amincissement de son bord externe. La relation entre ces deux formes donnerait un troisième rameau provenant de la même souche, ce qui permet d'établir le tableau suivant :



Il ne faut cependant pas oublier que ces trois rameaux sont très voisins les uns des autres et l'on ne doit pas s'étonner de voir des formes intermédiaires entre *Opp. fusca* et *Opp. aspidoïdes* : qui n'ont en revanche aucun caractère d'*Opp. subradiata*.

M. Favre établit en résumé que le rameau philétique unique établi par Waagen doit être remplacé par trois rameaux parallèles:

Un premier à tendance régressive *Opp. subradiata var B.* ⟶ *Opp. fusca*.

Un second à évolution lente, *Opp. subradiata* (type) ⟶ *Opp. subradiata* (type).

Un troisième à évolution rapide, *Opp. aspidoïdes* var. *bajociensis* ⟶ *Opp. aspidoïdes* (type).

MM. Léon-W. Collet, R. Mellet et O. Lütschg communiquent les résultats de *jaugeages de turbines* au moyen d'une solution titrée de *chlorure de sodium*, d'un rideau et d'un moulinet électrique.

La méthode de jaugeage par titration fut appliquée pour la première fois au jaugeage d'une turbine de l'usine du Day à Vallorbe par MM. Boucher et Mellet [1], mais elle n'a pas encore fait l'objet d'une étude comparative.

[1] Jaugeages par titrations par A. Boucher et application de la titration des chlorures au jaugeage de débits par le Dr Mellet. *Bulletin technique de la Suisse romande*, n° 11, 10 juin 1910, Lausanne.

MM. Collet, Mellet et Lütschg ont donc appliqué cette méthode au jaugeage du débit des deux turbines de l'usine de l'Ackersand à Stalden près Viège. Cette usine possédant un *rideau* dans son canal de fuite, les résultats du jaugeage par solution salée pouvaient être comparés à ceux obtenus au moyen du rideau et du moulinet électrique.

La formule du débit est la suivante :

$$D = d \frac{N_1}{N_2 - n} - d \text{ litres/secondes}$$

où D = débit total ; d = débit de la solution salée en litres par seconde ; N_1 = nombre de cm³ de la solution centi-normale qu'il faut pour titrer 1 litre de solution salée ; N_2 = nombre de cm³ qu'il faut pour titrer 1 litre de solution finale ; n = nombre de cm³ qu'il faut pour titrer 1 litre d'eau de la turbine avant l'opération.

La titration s'opère au moyen d'une solution de nitrate d'argent en utilisant comme indicateur une solution de chromate neutre de potasse.

Résultats

I° *Solution salée versée directement dans les deux turbines.*

	Rideau	Moulinet	Solution salée
D = litres/sec.	1303	1317,5	1356,5

II° *Solution salée versée directement dans le canal de fuite.*

	Rideau	Moulinet	Solution salée
D = litres/sec.	1299	1291	1305

Une étude détaillée paraîtra prochainement dans les « Communications du Service de l'Hydrographie nationale », n° 1.

Séance du 19 décembre

E. Chaix. Quelques observations sur deux petits geysers du Yellowstone Park. — Briquet. Sur la corpologie des Capparidacées à fruit vésiculeux.

Emile Chaix. *Quelques observations sur deux petits geysers du Yellowstone Park.*

Pendant l'*Excursion transcontinentale* de la Société de géographie de New-York, je pus, grâce à une indication de M. Emm. de Margerie, observer pendant quelques heures, le 5 septembre 1912, un groupe de petits geysers du « Bassin supérieur » dans le Parc National du Yellowstone.

Ces geysers sont situés au S.-S.-E. de *la Géante* et à l'E.-N.-E. de *la Ruche* (Beehive), et le groupe se compose d'un geyser vers le N.-W., d'un second vers le S.-E., à 3 ou 4 m. du premier, d'une petite source bouillonnante dans une fissure au S.-W. et d'une autre au N.-E.

Le geyser du N.-W. avait des éruptions fréquentes (toutes les 14 minutes en moyenne) et très courtes (30 secondes); celui du S.-E. avait des éruptions toutes les 27 à 28 minutes seulement, mais assez longues (13 minutes en moyenne). La fissure du S.-W. bouillonnait sans interruption, avec des moments de légère recrudescence, que je ne remarquai qu'au bout d'un certain temps; la fissure du N.-E. fonctionnait très régulièrement et tranquillement.

Le caractère des deux geysers et leurs périodes d'activité étaient tellement dissemblables que je restai persuadé de leur indépendance mutuelle jusqu'au moment où j'eus terminé le graphique de mes observations (Fig. 1) : j'y vis que le geyser N.-W. avait toujours deux éruptions tandis que le S.-E. n'en avait qu'une, et que la seconde du N.-W. arrivait toujours vers la fin de l'éruption du S.-E. [1].

Je ne me rends pas encore compte du mécanisme de ces éruptions conjuguées. Au reste il faudrait une seconde série d'observations semblables pour s'assurer qu'il ne s'agit pas d'une coïncidence fortuite.

Comme la *Ruche*, le *Vieux Fidèle* (entre ses grandes éruptions) et beaucoup d'autres geysers ont aussi des recrudescences et accalmies plus ou moins continuelles, il serait très intéressant de les faire observer *simultanément*, ne fût-ce que pendant quelques heures, par une escouade de personnes qui auraient mis leurs montres bien d'accord, et de dresser un graphique de ces observations; cela permettrait peut-être de constater des relations encore ignorées entre les geysers d'un même « bassin ». Puisque les soldats en garnison dans le Parc font déjà fort bien les observations météorologiques, je suis persuadé qu'ils feraient bien les quelques séries d'observations nécessaires.

Les deux petits geysers présentaient un certain intérêt théorique par le caractère des bulles gazeuses qu'ils émettaient :

Au commencement et à la fin de leur action on voyait arriver *jusqu'à la surface* de leur eau de *petites* bulles de gaz, qui augmentaient légérement de volume en montant. Ensuite s'élevaient avec violence de *grosses* bulles, qui étaient brusquement résorbées par l'eau *sans parvenir jusqu'à la surface ;* ce n'était que vers la fin de l'éruption que ces grosses bulles arrivaient à la sur-

[1] Le matin du 6 septembre la relation était la même.

Observations faites le 5 septembre 1912
sur la périodicité éruptive de deux geysers et d'une source bouillonnante dans le « Bassin supérieur »
du Parc National du Yellowstone (Etats-Unis).

Fig. 1.

face et y éclataient. Les petites bulles étaient probablement de quelque gaz peu soluble ; les grosses étaient certainement de la vapeur d'eau, et elles ne parvenaient à la surface que quand elles avaient suffisamment échauffé l'eau du cratère. Cela offre une intéressante confirmation de l'hypothèse Busen-Tyndall-Coles sur l'éruption geyserienne.

J'étais malheureusement dans l'impossibilité de recueillir des gaz et j'avais perdu mon thermomètre ; mais l'eau avait certainement plus de 80° C.

Le cratère N.-W. avait deux orifices et la plus grande partie de l'eau émise par l'un était absorbée par l'autre, comme si l'émission de vapeur, étant plus vive d'un côté, créait un mouvement de convection (rapprocher ce fait de ce que M. Alb. Brun dit du Kilauea, p. 233 de ses *Recherches sur l'Exhalaison volcanique*). Un de nos jeunes collègues fit avaler son mouchoir de poche par le geyser vers 4 h. ; il ne ressortit probablement que dans la nuit, car je le retrouvai le matin sur le bord du cratère.

Le bassin du geyser S.-E. était semé de boules très rondes de concrétions.

M. Briquet présente une communication sur la *carpologie des Capparidacées à fruit vésiculeux.*

Il s'agit de deux genres monotypes, dont l'un (*Isomeris arborea* Nutt.) habite la Californie, tandis que l'autre (*Buhsea trinervia* (DC.) Briq.) est confiné aux déserts de la Mésopotamie et de la Perse. Ces deux espèces n'ont pas d'affinités étroites l'une avec l'autre, mais une commune adaptation du fruit, membraneux et renflé en ballon, à la dissémination par le vent, entraîne de curieux faits de convergence. Un mémoire détaillé de l'auteur sur ce sujet paraîtra ultérieurement.

BULLETIN SCIENTIFIQUE

MATHÉMATIQUES

A. Sainte-Laguë. Notions de Mathématiques (1 vol. in 8° 512 p. A. Hermann et fils, éditeur Paris 1913.

Voici un excellent résumé de Mattématiques élémentaires qui se lit avec un vif intérêt d'un bout à l'autre et dont on sent les différents chapitres longuement médités. On y trouvera réunies, avec une clarté et une élégance vraiement remarquables, surtout avec un sens très vif des besoins actuels des sciences appliquées, les matières qui ressortissent à cette partie des mattématiques que tout le monde doit connaître et savoir employer. Arithmétique, Algèbre — y compris les notions de fonction et de dérivée — Trigonométrie, Géométrie, Cinématique, ces têtes de chapitres indiquent suffisamment le plan de l'ouvrage et délimitent le champ exploré par l'auteur. Mais il faut parcourir l'œuvre même, lire et résoudre quelques uns des exercices si originaux qui sont proposés aux élèves, pour se rendre compte de tout ce que l'auteur a su dire d'intéressant et d'inédit dans un domaine aussi rabattu.

Vraiement, le souci de tenir son lecteur en haleine en stimulant sa curiosité, le besoin tout moderne de rester en contact avec les applications pratiques, ont depuis quelques années singulièrement transformé l'enseignement mathématique. De moins en moins nous nous accommodons de ces formes figées et pédantesques qui trahissaient, dans les anciens traités, la crainte de l'erreur certes plus encore que l'amour de la vérité, du progrès et de la vie. Le cours de M. A. Sainte-Laguë est un nouveau symptôme d'une évolution bienfaisante à laquelle les physiciens ne sauraient qu'applaudir.

C. C.

PHYSIQUE

Prof. Dr H. Böttger. Physik. Ire partie. 1 vol. de XIII-983 p., gr. in-8, avec 843 fig. et 2 pl. F. Vieweg und Sohn, éditeurs, Brunswick, 1912.

Le volume que nous avons sous les yeux fait partie d'un ou-

vrage encyclopédique — *Das Buch der Natur,* par Dr Fr. Schœdler — fort répandu en Allemagne, où il atteint actuellement sa 23me édition.

Das Buch der Natur comprend l'ensemble des sciences physiques et naturelles : Chimie, Minéralogie et Géologie ; Botanique, Zoologie, Physiologie et Paléontologie ; Astronomie et Physique. Mais tandis que la deuxième de ces subdivisions se contente d'un volume pour les quatre sujets traités, les deux autres répartissent la matière sur deux ou trois volumes. C'est en particulier le cas pour la physique, qui comprendra deux fascicules.

Le premier des deux, le seul dont il sera question ici, se subdivise en une introduction et trois chapitres principaux : Mécanique (515 pages), Chaleur (311 pages), Acoustique (125 pages).

La Mécanique comprend la cinématique et la dynamique du point, la mécanique des solides, celle des liquides et des gaz et l'étude du mouvement ondulatoire.

La Chaleur traite de la thermométrie, des dilatations, de la calorimétrie, des changements d'état, de la thermo-chimie, de la thermo-dynamique et de la conductibilité.

Enfin l'Acoustique comprend le son, sa production, sa propagation, les sources sonores et l'oreille.

Comme on peut en juger par cette brève énumération, l'ouvrage traite la matière enseignée dans les classes supérieures des gymnases et dans les premiers semestres de l'Université ; mais il le fait avec un luxe de détails, de descriptions et de démonstrations mathématiques qui dépasse de beaucoup ce que l'on peut songer à aborder dans un cours. Ce sera donc moins un livre d'étude qu'un livre de consultation. A ce titre, il peut être vivement recommandé.

Il nous sera permis de regretter que la notation différentielle n'ait pas été employée plus souvent que ce n'est le cas ; la notion de vecteur, le calcul avec les quantités dirigées auraient pu être donnés. Ce sont là des procédés qui ne peuvent et ne doivent pas être ignorés par l'étudiant de notre époque.

Il faut louer sans réserve l'exécution typographique et l'illustration ; comme tout ce qui sort des presses de Vieweg, elles sont parfaites. E. St.

Prof. Sen. Augusto Righi. Nuove esperienza di rotazione ionomagnetica. Nota presentata alla seduta del 1° décembre 1912 alla *R. Acc. dei Lincei.* Estrato dal vol. XXI, 2e sem. série 5, fasc. 11e.

Cette Note qui fait suite aux deux mémoires que nous avons

présentés à son temps[1] contient la description d'un dispositif nouveau conçu et adopté par l'auteur dans le but d'obtenir des rotations plus sensibles même dans un gaz peu ionisé. La réussite a été parfaite, le dispositif permettant de donner au corps mobile une charge électrique, lui faisant ainsi jouer le rôle d'électrode. De cette façon, l'auteur a obtenu la constatation expérimentale d'une rotation ionomagnétique des électrodes, phénomène qui peut d'ailleurs se manifester sous des formes très différentes. Le prof. Righi annonce un prochain Mémoire dans lequel seront décrites d'autres expériences et reportés les résultats qu'elles ont donné.

Th. T.

Prof. L. Amaduzzi. Masse luminose del Righi in una scarica con differenza di potenziale alternativa. Nota, letta nella Sessione del 14 gennaio 1912 della *R. Acc. delle Sc. dell'Istituto di Bologna*. Estratto delle serie VI, t. IX, 1911-12.

En utilisant une différence de potentiel alternative pour l'étude de la décharge électrique, l'auteur a établit d'après ses expériences qu'il existe, outre la période préparatoire, privée d'effets lumineux, une période variable qui précède la période permanente ou de régime et qui est accompagnée comme celle-ci par des effets lumineux. Une différence de potentiel alternative amène avec elle une périodicité qui peut permettre l'établissement d'une condition de régime dans l'oscillation de la polarité des électrodes ; c'est cette condition que l'auteur étudie dans ce mémoire, illustré par 9 fig. dans le texte et par 4 photographies reproduites dans une table hors-texte. Le prof. Amaduzzi a étudié aussi les images lumineuses à l'aide du miroir tournant, il reconnait que ses recherches actuelles n'autorisent pas encore des conclusions définitives, mais qu'elles en suggèrent des autres qui pourront conduire à la solution du problème. Th. T.

Albert Heim. Luft-Farben, 1 Bund i. 8° von 93 S. m. 6 Fig. i. Text u. 19 Farbbilder, Verlag v. Hofer, graph. Anstalt Zurich, 1912.

Nous tenons à signaler tout de suite à nos lecteurs l'apparition de ce charmant petit volume sorti de la plume d'un savant éminent, d'un amant passionné de la nature, et de la belle nature. Le professeur Heim, ne se contente pas de parcourir nos montagnes et nos vallées en plongeant sans cesse son regard scrutateur dans

[1] *Archives*, t. XXXIII, mars 1912 et t. XXXIV, août 1912.

les profondeurs des couches géologiques pour leur arracher leurs secrets. Chez lui l'artiste s'allie au savant, il y a deux âmes en lui et il associe l'amour du beau à l'amour du vrai. C'est là la clef du livre que nous nous bornons à annoncer ici nous réservant d'en faire faire plus ample connaissance à nos lecteurs en en reproduisant deux ou trois chapitres dans le prochain numéro des *Archives*.

CHIMIE

P. Karrer. Matières colorantes azoïques renfermant de l'arsenic. *Ber. d. Deutsch. chem. Ges.*, 1912, t. 45, p. 2359 à 2363. — Zurich. Laboratoire de l'Université.

En faisant réagir à 0° l'hydroxylamine sur l'acide *p*-nitrosophénylarsinique et la *m*-toluylènediamine il se forme une matière colorante azoïque rouge foncé. L'acide en question se condense aussi très facilement avec les amines aromatiques en solution acétique et à l'ébullition. C'est ainsi que l'auteur a préparé avec l'aniline l'*acide p-azobenzène-monoarsinique*, poudre brune amorphe, soluble dans les alcalis ; avec l'acide *p*-aminophénylarsinique l'*acide azobenzène-p-p'-diarsinique*, poudre brun foncé, soluble dans les alcalis en vert jaune, dans les acides minéraux en rouge-pourpre ; avec la *p*-phénylène-diamine l'*acide disazobenzène-p-p'-diarsinique*, poudre noire à reflet métallique, soluble dans les alcalis en brun rouge, dans les acides en rouge, et avec l'acide *p*-phénylènediamine-arsinique, l'*acide disazobenzène-triarsinique,* poudre noire, à reflet vert foncé, soluble dans les alcalis en brun foncé, dans les acides concentrés en rouge pourpre. Ces matières colorantes sont plus ou moins toxiques.

LISTE BIBLIOGRAPHIQUE

des Travaux de Chimie faits en Suisse

Juin

126. Amann (J.). Ultramikroskopische Beobachtungen in Jodlösungen. Lausanne. — *Kolloidchem. Beihefte* **3.** 337.

127. Azadian (A.). Les extraits fluides. Lausanne. Lab. de chimie et de bactériol. des denrées de l'Université. — *J. suisse de chimie* **50.** 358. 373.

128. Bach (A.) et Maryanovitch (V.). Contribution à l'étude des phénomènes de spécificité dans l'action de la phénolase. Genève. — *Archives des Sc. phys. et nat.* **33.** 483.

129. Baudisch (Oskar). Ueber Nitrat- und Nitritassimilation und über eine neue Hypothese der Bildung von Vorstufen der Eiweisskörper in den Pflanzen. Zürich. — *Zentralbl. Bakteriol.* (2) **32.** 521.

130. Baudisch (Oskar) und Coert (J. H.) Ueber eine neue Beobachtung bei der Angelischen Aldehydreaktion. Zürich. Chem. Univ.-Lab. — *Berichte* **45.** 1775.

131. Baudisch (Oskar) und Mayer (Erwin). Lichtchemische Vorlesungsversuche von pflanzenphysiologischem Interesse. Zürich. Chem. Univ.-Lab. — *Berichte* **45.** 1771.

132. Brunner (Otto). Ueber die Beziehungen der chemischen Konstitution zur pharmakologischen Wirkung bei Antimonpräparaten. Zürich. Pharm. Inst. — *Arch. exper. Pathol.* **68.** 186 und *Dissert.* Zürich (Prof. Cloetta).

133. Cherix (Charles). Contribution à l'étude des volumes spécifiques des solides en particulier. Lausanne. — *Bull. de la Soc. vaudoise des Sc. nat.* **48.** 291.

134. Deleano (N. T.) und Trier (G.). Ueber das Vorkommen von Betain in grünen Tabakblättern. Zürich. Agr.-chem. Lab. der techn. Hochschule. — *Zeitschr. physiol. Ch.* **79.** 243.

135. Fels (Guglielmo). Recherches sur le diphényl-5,10-diphénylène-3, 4, 8, 9-pyrène et l'acétyl-2-fluorène. *Thèse*. Genève (Dr Ferrario).

136. Fichter (Fr.) und Oesterheld (G.). Ein Induktionsofenmodell. Basel. Anorg. Abt. der chem. Anstalt. — *Zeitschr. Elektroch.* **18.** 429.

137. Günther (Hélène). Etude critique des différentes méthodes de dosage du manganèse et de sa séparation quantitative d'avec le fer, l'aluminium et le chrome. *Thèse.* Genève (Prof. Duparc).

138. Hartwich (A.). Ueber eine Sammlung bolivianischer Drogen. Zürich. — *Schweiz. Wochenschr.* **50.** 392, 481.

139. Hug (E.). Ueber die Wirkung des Scopolamins. Zürich. Pharm. Inst. der Univ. — *Arch. exper. Pathol.* **69.** 45.

140. Kaufmann (Adolf) und Peyer (Heinrich). Cyan-cyclaminane. Ueber die Synthese der Cinchonin- und Chininsäure. Genf. Organ. Lab. der Univ. — *Berichte* **45.** 1805.

141. Kaufmann (Adolf) und Vallette (Louis-G.). Ueber eine neue Darstellung von Cyclamin-Aldehyden und-Alkoholen. Genf. Organ. Lab. der Univ. — *Berichte* **45.** 1736.

142. Kisber (Chazkel). Zur Kenntnis substituierter Styrylcumarone. *Dissert.* Bern (Prof. Tambor).

143. Kohlschütter (V.) und Noll (A.). Ueber feine Metallzerteilungen. Bern. Anorg. Lab. der Univ. — *Zeitschr. Elektroch.* **18.** 419.

144. Konovaloff (Raïssa). Influence de la constitution chimique sur la formation des doubles liaisons. *Thèse.* Genève (Dr Orechoff).

145. Kruh (Jenny). Ueber die inneren Metallkomplexsalze. *Dissert.* Zürich (Prof. Werner).

146. Kuh (Hedwig). Ueber Verbindungen mit koordinativ mehrwertigen Komponenten. *Dissert.* Zürich (Prof. Werner).

147. Lang (Rudolf). Organische Molekülverbindungen als erste Reaktionsstufen. *Dissert.* Zürich (Prof. Schmidlin).

148. Lasocki (Eduard). Ueber Sulfamid, Nitrosulfamid und Sulfohydrazid. *Dissert.* Bern (Prof. Ephraim).

149. Metzner (R.). Mitteilung über Wirkung und Verhalten des Atropins im Organismus. Basel. — *Arch. exper. Pathol.* **68.** 110.

150. Niggli (P.). Kolloidchemie und Zwillingskristalle. Zürich. — *Zeitschr. Kolloide* **10.** 268.

151. Oesterle (O. A.). Ueber die Konstitution natürlicher Chrysazin-Derivate. Bern. Pharm. Inst. der Univ. — *Archiv der Pharm.* **250.** 301.

152. Ott (E.). Zur Frage der Kühlung des Gases. Schlieren-Zürich. — *J. für Gasbeleuchtung* **55.** 560.

153. Pfeiffer (P.). Reaktionsunterschiede stereoisomerer Aethylenhalogenide. Zürich. Univ.-Lab. — *Berichte* **45.** 1810.

154. Pfeiffer (P.). Umlagerungen im Licht. Zürich. Chem. Univ.-Lab. — *Berichte* **45.** 1819.

155. Pictet (Amé) und Misner (R. R.). Synthese der Chininsäure und des *p*-Methoxy-lepidins. Genf. Organ. Lab. der Univ. — *Berichte* **45.** 1800.

156. Pinczewski (I.). Recherches sur l'aldéhyde 2-6-dinitrobenzoïque. *Thèse.* Genève (Dr Reich).

157. Reuter (Camille). Beiträge zur Kenntnis der stickstoffhaltigen Bestandteile der Pilze. *Dissert.* Zürich (Prof. Winterstein).

158. Rüdisüle (A.). Handbuch der analytischen Chemie. Bern.

159. Rupe (Hans), Schobel (Heinz) und Abegg (Erwin). Die Konstitution des 3-Methyl-pulegens (3-Methyl-menthadiens). Basel. Univ.-Lab. — *Berichte* **45.** 1528.

160. Sammet (O.). Quantitative Bestimmung des Harnindicans. Zürich. Techn. Hochschule. - *Pharm. Zentralhalle* **53.** 585.

161. Saratsch (Eva). Recherches sur le dosage volumétrique de quelques métaux du premier groupe. *Thèse.* Genève (Prof. Duparc).

162. Schulze (E.) und Trier (G.). Untersuchungen über die in den Pflanzen vorkommenden Betaine. Zürich. Agr.-chem. Lab. der. techn. Hochschule.- *Zeitschr. physiol. Ch.* **79.** 235.

163. Strubin (Paul). Sur les cyanines. *Thèse.* Genève (Dr Kaufmann).

164. Verda (A.). Sur l'extrait éthéré des cafés torréfiés. Lugano. — *J. suisse de chimie* **50.** 326.

165. Weizmann (Chana). Ueber den wechselnden Affinitätswert einfacher Bindungen. *Dissert.* Zürich (Prof. Werner).

166. Wenger (G.) et Alvarez (Hector-H.). Essais de réduction du permanganate de potassium en solution par le courant alternatif. Genève. Lab. de ch. anal. de l'Univ. — *Annales ch. anal.* **17.** 202.

167. Wilstætter (Richard) und Hatt (Daniel). Abbau des Cyclo-hexans zum Benzol. Zürich. Chem. Lab. der techn. Hochschule. — *Berichte* **45.** 1464.

168. Wilstætter (Richard) und Hatt (Daniel). Hydrierung aromatischer Verbindungen mit Platin und Wasserstoff. Zürich. Chem. Lab. der techn. Hochschule. — *Berichte* **45.** 1471.

169. Willstætter (Richard) und Hug (Ernst). Zur Kenntnis des Scopolamins. Zürich. Chem. Lab. der techn. Hochschule. — *Zeitschr. physiol. Ch.* **79.** 146.

170. Wunder (M.) et Thuringer (V.). Séparation du nickel et du palladium par la diméthylglyoxime. Genève. Lab. de ch. anal. de l'Univ. — *Annales ch. anal.* **17.** 201.

171. Zuperfein (Salomon). Zur Kenntnis der Iso-Oxindogenide. *Dissert.* Bern (Prof. von Kostanecki).

Juillet

172. Bach (A.) und Maryanovitch (V.). Zur Kenntnis der Spezifitätserscheinungen bei der Phenolasewirkung. Genf. Privatlab. und Univ.-Lab. — *Biochem. Zeitschr.* **42.** 417.

173. Bamberger (Eug.). Ueber die Einwirkung verdünnter Schwefelsäure auf Phenyl- und Paratolylhydroxylamin (bei An- und Abwesenheit von Phenol). Zürich. Chem. Lab. der techn. Hochschule. — *Annalen* **390.** 131.

174. Bamberger (Eug.) und Baudisch (O.). Eigentümliche Oxydation eines Azokörpers. Zürich. Anal.-chem. Lab. der techn. Hochschule. — *Berichte* **45.** 2054.

175. Beck (Theodor). Elektrochemische Reduktion nitrierter Rhodanbenzole. *Dissert.* Basel (Prof. Fichter).

176. Böhi (A.). Ein neues Verfahren zur Herstellung alkoholfreier Obst- und Traubenweine. Frauenfeld.

177. Cardoso (Ettore). Revision des constantes critiques des gaz liquéfiables. Genève. Lab. de ch. physique de l'Univ. — *Archives des Sc. phys. et nat.* **34.** 20.

178. Chuard (E.) et Mellet (R.). Variations de la proportion de nicotine dans les divers organes de la plante de tabac au cours de la végétation. Lausanne. - *Comptes rendus* **155.** 293.

179. Czaplicki (Stanislaus Alexander). Versuche zur Synthese des Chromenols und Rufenols. *Dissert.* Bern (Prof. Tambor).

180. Fichter (Fr.) und Oesterheld (G.). Zur Kenntnis des Merkurochromats. Basel. Anorg. Abt. der chem. Anstalt. — *Zeitschr. anorg. Ch.* **76.** 347.

181. Finch (George). Beiträge zur massanalytischen Bestimmung der gebundenen Schwefelsäure. Zürich. — *Chem.-Zeitung* **36.** 782.

182. Friedmann (Bruno). Beitrag zur Theorie der Doppelsalze. *Dissert.* Zürich (Prof. Pfeiffer).

183. Golblum (Henri) et Gunther (Hélène). Sur le dosage électrolytique du manganèse et sa séparation avec le fer. Genève. — *Comptes rendus* **155.** 166.

184. Guye (Ph. A.). La loi d'action de masse. Genève. — *Comptes rendus* **155.** 149.

185. Jantsch (G.). Zur Kenntnis der Doppelnitrate der seltenen Erden. Ueber die Doppelnitrate der seltenen Erden mit zweiwertigen Elementen. Zürich. Chem. Univ.-Lab. - *Zeitschr. anorg. Ch.* **76.** 303.

186. Joyner (R. A.). Die Affinitätskonstante des Hydroperoxyds. Zürich. Physikal.-chem. Lab. der techn. Hochschule. — *Zeitschr. anorg. Ch.* **77.** 103.

187. KARRER (P.). Zur Kenntnis aromatischer Arsenverbindungen. Ueber *p*-Nitroso-phenylarsinsäure. Zurich. Univ.-Lab. — *Berichte* **45.** 2065.

188. KOHLSCHÜTTER (V.) und EYDMANN (E.). Ueber Bildungsformen des Silbers. Das Haarsilber. Bern. Anorg. Lab. der Univ. — *Annalen* **390.** 340.

189. LARGUIER DES BANCELS (J.). Sur la solubilité des résinates colorés soumis à l'action de la lumière. Lausanne. — *Comptes rendus* **155.** 280.

190. LORIE (Salomea). Stickstoffwasserstoffsäure und ihre anorganischen Verbindungen. *Dissert.* Zürich (Prof. Werner).

191. OOSTROM MEYJES (Frans van). Recherches sur la préparation de l'hydrogène à partir du gaz d'éclairage. *Thèse.* Genève (Prof. Guye).

192. ORECHOFF (Alex.) und MEERSON (S.). Zur Kenntnis der ungesättigten Verbindungen. Ueber die Abspaltung von Chlorwasserstoff aus unsymmetrischen Carbinolchloriden. Genf. Lab. für theor. und techn. Ch. der Univ. — *Berichte* **45.** 1926.

193. PETER (H.). Neuere Sterilisierungsmethoden für grössere Wassermengen, ihre technische und wirtschaftliche Anwendbarkeit. Zürich. — *J. für Gasbeleuchtung* **55.** 645.

194. REVERDIN (Frédéric) und LIEBL (Franz). Einwirkung konzentrierter Schwefelsäure auf einige aromatische Nitramine. Genf. Organ.-chem. Lab. der Univ. - *J. prakt. Ch.* **86.** 200.

195. SCHÆDELI (Paul). Zur Kenntnis des 1,3-Dimethoxy-cumaranons und Versuche zur Aufspaltung des Chromanringes. *Dissert.* Bern (Prof. Tambor).

196. SCHWARZKOPF (Victor). Additionsprodukte der Zinnhalogenide an Carbonylverbindungen. *Dissert.* Zürich (Prof. Pfeiffer).

197. TOROPOFF (Theodor). Ueber schwarzes Silber. *Dissert.* Zürich (Prof. Kohlschütter).

198. TUNMANN (O.). Beiträge zur angewandten Pflanzenmikrochemie. Vergleichende Untersuchungen über die Mikrosublimationsmethoden. Bern. — *Apotheker-Zeitung* **27.** 494. 507. 515.

199. WERNER (A.). Sur les composés métalliques à dissymétrie moléculaire. Zürich. — *Bull. de la Soc. chimique* **11.** nº 14.

200. WIDMER (Robert). Sur la synthèse des acides cinchoniniques. *Thèse.* Genève (Dʳ Kaufmann).

201. WILLSTÆTTER (Richard) und ISLER (Max). Ueber die zwei Komponenten des Chlorophylls. Zürich. Chem. Lab. der techn. Hochschule. — *Annalen* **390.** 269.

202. Wourtzel (Eugène). Densité et compressibilité du chlorure de nitrosyle. Genève. — *Comptes rendus* **155.** 152.

203. Wourtzel (Eugène). Synthèse du gaz chlorure de nitrosyle et le poids atomique du chlore. Genève. — *Comptes rendus* **155.** 345.

Août

204. Asher (Leon) und Vogel (Hans). Beiträge zur Physiologie der Drüsen. Fortgesetzte Beiträge zur Funktion der Milz als Organ des Eisenstoffwechsels. Bern. Physiol. Inst. der Univ. — *Biochem. Zeitschr.* **43.** 386.

205. Baragiola (W. I.). Verwendung von Isolierband im Laboratorium. Wädenswil. Schweiz. Versuchsanstalt. — *Chem.-Zeitung* **36.** 973.

206. Baume (Georges) et Pamfil (P.). Courbes de fusibilité des systèmes volatils : mécanisme de la formation des éthers. Genève. — *Comptes rendus* **155.** 426.

207. Baume (Georges) et Perrot (F.-Louis). Sur le poids atomique du chlore. Genève. — *Comptes rendus* **155.** 461.

208. Becker (Bernhard). Ueber die Bildung von Harnstoff aus Ammoncarbaminat und über verwandte Reaktionen. *Dissert.* Basel (Prof. Fichter).

209. Bergler (Heinrich). Isomerien bei Fetten. *Dissert.* Zürich (Dr Grün).

210. Cardoso (Ettore). Recherches sur les densités des phases coexistantes de l'anhydride sulfureux au voisinage du point critique. Genève. Lab. de ch. physique de l'Univ. — *Archives des Sc. phys. et nat.* **34.** 127.

211. Chuard (E.) et Mellet (R.). Sur la nicotine dans les divers organes et aux divers stades de développement de la plante du tabac. Lausanne. — *J. suisse de chimie* **50.** 470.

212. Deleano (N. T.). Untersuchungen über die in Weinblättern enthaltenen Kohlenhydrate und stickstoffhaltigen Körper. Zürich. Agr.-chem. Lab. der techn. Hochschule.— *Zeitschr. physiol. Ch.* **80.** 79.

213. Germann (Albert F. O.) et Cardoso (Ettore). Sur une pompe à mercure-type de laboratoire. Genève. Lab. de ch. physique de l'Univ. — *J. ch. phys.* **10.** 306.

214. Golblum (H.) et Lew (L.). Etude sur l'ordre de réaction entre les acides iodhydrique et chromique. Genève. Lab. de ch. anal. de l'Univ. — *J. ch. phys.* **10.** 310.

215. Guye (Ph. A.), Kovacs (J.) et Wourtzel (E.). Recherches sur la densité de l'air atmosphérique à Genève en février, mars et avril 1910. Genève. Lab. de ch. physique de l'Univ. — *J. ch. phys.* **10.** 332.

216. Havas (Emerich). Zur Kenntnis des Phenazins. *Dissert.* Lausanne (Prof. Kehrmann).

217. Jablczynski (K.) et Przemyski (S.). Sur les processus des systèmes hétérogènes. Fribourg. Lab. de phys. de l'Univ. — *J. ch. phys.* **10.** 241.

218. Kolle (W.), Rothermund (M.) und Peschié (S.). Untersuchungen von Quecksilberpräparaten auf Spirochätenkrankheiten. Chemotherapeutische Wirkung der Hg-Verbindungen und im besonderen eines neuen, stark auf Spirochäten wirkenden Hg-Präparates von sehr geringer Giftigkeit. Bern. Med.-chem. Inst. der Univ. - *Deutsche med. Wochenschr.* **38.** 1582.

219. Kopaczewski (W.). Einfluss verschiedener Säuren auf die Hydrolyse der Maltose durch Maltase. Freiburg. Univ. — *Zeitschr. physiol. Ch.* **80.** 182.

220. Kottmann (K.) und Schapiro (Lina). Beiträge zur Chlorose und Eisentherapie. Ueber die Eisen-Arsenikautolyse des Eiweisses und ihre pharmakologische Bedeutung. Bern. Pharmakol. Inst. — *Zeitschr. exper. Pathol.* **11.** 355.

221. Krannichfeldt (Heinrich von). Studien in der Gruppe der Polyoxychalkone. *Dissert.* Bern (Prof. Tambor).

222. Manevitch (B.). Recherches synthétiques dans le groupe de la naphto-isoquinoléine et dans celui de l'oxazol. *Thèse.* Genève (Prof. Pictet).

223. Matusinski (Zdzislaw). Ueber das 3-Oxy-9-Phenylacridin und einige Derivate desselben. *Dissert.* Lausanne (Prof. Kehrmann).

224. Oesterle (O. A.). Ueber die Bestandteile des Ipé-tabaco-Holzes. Bern. — *Schweiz. Wochenschr.* **50.** 529.

225. Pucerea (Tascu I.). Recherches biochimiques sur le saccharose et les glucosides cyanhydriques dans quelques Rosacées. *Thèse.* Genève (Prof. Pictet).

226. Ratner (Lewig). Zur Kenntnis substituierter α-Hydroxyl- und α-Methyl-Benzimidazole. *Dissert.* Zürich (D[r] Kym).

227. Rivolta (Alexandre). Recherches quantitatives sur le chlore et le soufre dans l'organisme de quelques vertébrés et invertébrés. *Thèse.* Fribourg (Prof. Dhéré).

228. Strzyzowski (Casimir). Ueber einen neuen Zentrifugier-Sediment-Präzisions-Messer. Lausanne. Univ.-Lab. für physiol. Ch. — *Schweiz. Wochenschr.* **50.** 497.

OBSERVATIONS MÉTÉOROLOGIQUES

FAITES A

L'OBSERVATOIRE DE GENÈVE

PENDANT LE MOIS

DE DÉCEMBRE 1912

Le 1, pluie dans la nuit ; nouvelle neige sur le Salève.
2, gelée blanche le matin ; neige à 10 h. 35 m. du matin, pluie à 1 h. et depuis 7 h. 45 m. du soir.
3, pluie dans la nuit, verglas et gelée blanche le matin.
11, givre le matin.
12, gelée blanche le matin ; pluie à 4 h. du soir.
les 13 et 14, gelée blanche le matin.
le 15, pluie dans la nuit.
16, gélée blanche le matin ; pluie à 7 h. du soir.
17, pluie dans la nuit et à 7 h. du matin.
18, gelée blanche le matin ; pluie depuis 6 h. 25 m. du soir.
19, pluie dans la nuit ; gelée blanche le matin.
20, gelée blanche le matin ; brouillard.
23, brouillard pendant tout le jour.
24, pluie de 7 h. à 9 h. du matin.
26, pluie depuis 3 h. du soir.
27, pluie pendant la plus grande partie de la journée.
les 28, 29 et 30, brouillard pendant tout le jour.
le 31, gelée blanche le matin.

GENÈVE — DÉCEMBRE 1912

Jour du mois	Pression atmosphérique 700mm +							Vent					Nébulosité				Durée d'inso-lation	Pluie	
	7 h.	1 h.	9 h.	Moyenne 8 Obs.	Ecart av. la norm.	Barographe Min.	Barographe Max.	7 h.	1 h.	9 h.	Dominant	Vit. moy. kil. h.	7 h.	1 h.	9 h.	Moy. 6 obs.		Hauteur 24 h.	Nombre d'heures
	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm										h.	mm.	
1	20.8	24.9	28.9	**23.50**	**- 3.24**	**15.8**	29.7	SSW. 1	SSW. 1	W. 1	SSW. 1	5.2	10	7	9	6	1.2	....	....
2	30.2	29.8	31.4	30.36	+ 3.58	29.4	32.6	W. 1	NW. 1	W. 0	SW. 1	2.9	2	10	5	8	0.0	6.3	12
3	35.5	35.5	37.0	35.67	+ 8.85	32.6	37.2	SW. 0	W. 0	SSW. 1	SW. 1	2.1	4	10	9	7	1.1	....	....
4	36.7	35.4	34.5	35.83	+ 8.97	34.0	36.8	NE. 1	NE. 2	ENE. 1	NE. 1	7.1	10	9	10	9	0.2	....	....
5	32.4	31.8	32.1	32.22	+ 5.32	30.7	34.0	ENE. 1	NNE. 1	NE. 0	var.	1.8	10	8	10	9	1 5	....	....
6	30.9	31.5	32.8	31.82	+ 4.88	30.9	32.9	WNW.0	WNW.0	NNE. 0	calme	0.8	10	10	10	10	0.0	....	....
7	33.6	33.1	33.9	33.74	+ 6.76	32.9	34.8	ENE. 0	WNW.0	N. 0	calme	1.5	10	10	10	10	0 0	....	....
8	35.3	35.1	35.0	35.30	+ 8.28	34.4	36.2	NNE. 0	WNW.0	WNW.0	calme	0.8	10	10	10	10	0 0	....	...
9	35.8	35.2	33.8	35.02	+ 7.96	33.5	36.0	NNE. 0	NNW. 0	WNW.0	calme	0.6	10	10	10	10	0 0	...	....
10	33.3	33.5	33.8	33.52	+ 6.42	33 1	34.2	N. 0	NE. 1	NE. 0	calme	0.5	10	10	10	10	0.0	....	....
11	33.6	32.2	29.9	32.20	+ 5.06	28.7	33.9	WNW.0	WNW.1	W. 0	calme	0 9	10	2	8	6	2.4	....	....
12	27 5	28.7	32.1	29.37	+ 2.19	27.3	33.6	W 0	ENE. 0	SW. 0	calme	0.6	9	10	0	7	0.2	....	....
13	34.5	35.6	36.8	35.24	+ 8.02	33.6	37.5	WNW.0	WNW.1	WNW.0	calme	0.7	3	3	3	2	6.3	....	....
14	38.8	39.7	38.7	**39.07**	**+11.81**	37.5	39.8	W. 0	WSW.1	WNW.0	var.	3.8	5	10	5	9	0.0	0.4	5
15	39.5	39.1	36 9	38.65	+11.35	36.2	**40.0**	WNW.1	SSW. 1	WSW.0	SSW. 1	2.1	7	2	3	2	6.5	....	....
16	33.1	30.4	28.5	31.52	+ 4.18	27.2	36.2	WSW.0	SW 1	SW. 0	SW. 1	1.7	6	7	10	7	4.6	2.8	6
17	26.7	27.2	30.0	27.82	+ 0.45	26.1	30.0	WSW.0	WSW.1	WSW.0	SW 1	**10.0**	10	6	0	5	3.8	1.9	4
18	27.0	23.5	27.8	26.30	- 1.11	22.6	29.9	WSW.0	WSW.0	SW 1	SW. 1	4.6	0	7	10	7	3.2	3.9	8
19	29.4	30.2	30.4	29.75	+ 2.30	28.5	30.6	SSW. 1	WSW.0	WSW.0	calme	1.1	1	1	0	1	**6.9**	....	....
20	31.8	31.9	32.6	31.78	+ 5.30	30.6	33.1	WSW.0	WNW.0	WSW 0	calme	0.6	10	10	10	10	0.0	....	....
21	33.3	32.8	32.6	32.93	+ 5.41	31.3	33.5	NNE. 0	WSW.0	WSW.0	calme	0.5	10	10	10	10	0.0	...	...
22	30.5	29.9	29.5	30.18	+ 2.62	29.3	31.3	NNE. 0	WNW.0	WNW.0	calme	0 4	10	8	10	9	1.0	....	....
23	28.9	29.3	30.0	29.57	+ 1.98	28.8	31.7	WNW.0	WNW.0	NW. 0	calme	0.3	10	10	10	10	0.0	....	....
24	34.0	35.9	36 2	34.81	+ 7.19	31.7	36.4	NW. 0	NNE. 1	W. 0	calme	0.4	10	9	7	9	0.8	0.6	2
25	35.9	35.7	32.9	34.89	+ 7.24	32.2	36.3	WSW.0	W. 1	WNW.0	calme	0.5	6	8	8	7	1.5	....	....
26	31.5	26.5	27.5	28.97	+ 1.29	25.7	32.4	WNW.0	WSW.1	SSW. 0	SW. 1	3.4	1	10	10	9	1.6	**14.8**	**16**
27	28.6	28.5	30.6	29 02	+ 1.31	27.8	30.7	WNW.0	SSW. 1	NNW. 0	NW. 1	5.4	10	10	10	10	0.0	9.3	15
28	29.8	29.5	28 8	29.57	+ 1.74	28.5	30.5	WNW.0	W. 0	NNW. 0	calme	0.8	3	10	10	9	0 0	....	....
29	29.1	29.8	32.9	30.27	+ 2.51	28.4	33.8	WSW.0	NNW. 1	NNW. 0	calme	0.6	10	10	10	10	1.3	...	....
30	36 6	37.6	38.3	37.05	+ 9.27	33.8	38.4	NNE. 0	NNW 1	WNW.0	calme	0.5	8	10	10	10	0.6	....	....
31	37.4	36 7	35.6	36.87	+ 9.07	34.6	38.3	WNW.0	WNW.0	WNW 0	calme	0 3	1	3	0	1	5 4	....	....
Mois	32.32	32.15	32.64	32.35	+ 4.39							2.02	7.3	8.1	7.6	7.8	50.1	40.0	68

GENÈVE — DÉCEMBRE 1912

Jour du mois	Température 7 h.	Température 1 h.	Température 9 h.	Température Moyenne 8 Observ.	Température Ecart avec la normale	Température Min.	Température Max.	Fraction de Saturation en 0/0 7 h.	Fraction de Saturation 1 h.	Fraction de Saturation 9 h.	Fraction de Saturation Moyenne 8 Obs.	Fraction de Saturation Ecart av. la norm.	Fraction de Saturation Min.	Fraction de Saturation Max.	Tempér. du Rhône Midi	Tempér. du Rhône Ecart avec la normale	Limnimètre
	0	0	0	0	0	0	0								0	0	mm.
1	+ 3.6	+ 5.6	+ 1.7	+ 3.41	+ 1.16	- 0.9	+ 8.0	78	68	84	75	-10	62	85	—	—	1575
2	- 2.6	2.2	1.6	0.63	- 1.49	- 3.6	4.8	96	82	96	87	+ 2	70	98	7.0	- 0.9	1625
3	+ 0.8	4.6	0.8	2.13	+ 0.13	0 0	5.0	92	78	92	87	+ 2	75	98	6.5	- 1.2	1640
4	+ 1.2	2.2	+ 1.5	+ 1.31	- 0.57	- 0.8	3.2	82	68	74	80	- 5	62	95	6.5	- 1.1	1605
5	- 2.0	+ 0 3	- 1.4	- 1.04	- 2.80	- 2.5	+ 1.0	96	92	96	94	+ 9	87	98	6.5	- 1.0	1595
6	- 2.6	- 1.4	- 2.0	- 2.23	- 3.88	- 4.5	- 0 8	96	96	98	97	+12	94	99	6.5	- 0.9	1580
7	- 4.0	- 1.8	- 1.6	- 2.79	- 4.33	- 5.0	- 1.0	98	96	92	95	+10	90	98	6.0	- 1.3	1575
8	- 3.1	- 1.2	- 1.8	- 2.33	- 3.76	- 4.2	- 0.2	94	76	96	94	+ 9	74	98	—	—	1555
9	- 4.4	- 2.3	- 2.4	- 3.05	- 4.37	- 4.8	- 1 5	98	98	96	97	+11	96	98	6.5	- 0.6	1550
10	- 4.2	- 2.6	- 3.4	**- 3.60**	**- 4.82**	- 4.8	- 2.0	96	96	100	96	+10	91	100	6.0	- 1.1	1555
11	- 5.6	+ 0.2	- 2.0	- 3.18	- 4.30	**- 5.6**	+ 0.4	95	90	100	96	+10	93	100	6.5	- 0.5	1550
12	- 2 4	4.4	+ 2.3	+ 0.51	- 0.51	- 4 8	6.2	94	68	98	88	+ 2	68	98	6.2	- 0.7	1535
13	- 2.0	7.2	- 0.2	1 11	+ 0.18	- 2.8	7.2	96	66	100	85	- 1	64	98	6.5	- 0.3	1525
14	- 2.8	2.6	+ 2.6	0.24	- 0.60	- 4.0	6.2	96	80	91	88	+ 2	72	96	6.0	- 0.7	1550
15	+ 3 4	12.2	3.8	5.53	+ 4.78	+ 0.5	**13.2**	97	67	93	84	- 2	60	98	—	—	1455
16	1.8	6.9	5.2	3.93	+ 3.26	- 0.7	10.0	90	80	94	87	+ 1	80	98	6.5	0.0	1495
17	+ 5.4	8.2	0.4	4.94	+ 4.35	- 2.0	11.2	97	73	89	80	- 6	51	98	6.2	- 0.3	1540
18	- 4.2	3.6	6 4	1.71	+ 1 20	- 4 3	9.2	96	63	83	82	- 4	60	96	6.5	+ 0.1	1545
19	+ 2.4	6.1	1.8	+ 4.03	+ 3.59	- 1.0	7.2	96	81	90	90	+ 4	76	98	6.5	+ 0.2	1530
20	- 2.5	+ 1.3	+ 1.2	- 0.09	- 0.46	- 3.0	+ 2.0	98	98	100	98	+12	96	100	6.0	- 0.2	1485
21	- 1.8	- 0.4	- 0.3	- 0 66	- 0.96	- 2.2	1.2	98	100	94	98	+12	94	100	6.0	- 0.2	1475
22	- 0.1	+ 2.3	+ 1.4	+ 0.63	+ 0.39	- 1.0	4.0	100	91	93	96	+10	90	100	—	—	1475
23	+ 1.4	2.1	1.4	1.48	+ 1 30	- 1.1	2.6	96	98	96	97	+11	92	98	6.0	0.0	1485
24	- 0.4	4.2	2.6	1.73	+ 1.61	- 1.8	6.0	100	90	96	95	+ 9	85	100	6.0	0.0	1445
25	+ 4.2	10.2	6.8	6.09	+ 6.02	+ 1.1	11.8	93	60	70	75	-11	50	97	—	—	1485
26	6.2	10.4	7.8	**8.66**	**+ 8.64**	5 0	**13.2**	71	46	89	**61**	**-25**	33	92	6.3	+ 0.5	1430
27	6.0	11.2	8.5	8.32	+ 8 35	5.5	12.3	97	79	99	91	+ 5	74	100	6.5	+ 0.7	1460
28	6.8	8.4	6.4	7.66	+ 7.73	5.1	9.0	98	99	99	99	+13	98	100	6.5	+ 0.8	1535
29	3.1	4.1	3.0	3.60	+ 3.71	+ 1.5	6.2	99	100	100	**100**	+12	99	100	—	—	1515
30	+ 3.4	2.6	+ 0.4	+ 2.32	+ 2.47	- 2.0	4.4	99	100	99	99	+12	98	100	6 5	+ 0.9	1535
31	- 4.6	+ 2.6	- 1.1	- 0.94	- 0.76	- 4.6	+ 4.5	98	85	98	93	+ 6	80	98	6.2	0.6	1530
Mois	+ 0.01	+ 3.74	+ 1.66	+ 1.61	+ 0.81	- 1.72	+ 5.31	95	83	93	90	+ 4			6.34	- 0.27	1530

MOYENNES DE GENÈVE. — DÉCEMBRE 1912

Correction pour réduire la pression atmosphérique de Genève à la pesanteur normale : + 0mm.02 Cette correction n'est pas appliquée dans les tableaux.

Pression atmosphérique : 700mm +

	1 h m	4 h. m.	7 h. m.	10 h. m.	1 h. s.	4 h. s.	7 h. s.	10 h. s.	Moyennes
	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm
1re déc.	32.00	32.08	32.45	33.13	32.59	32.75	33.08	33.51	32.70
2e »	32.37	32.10	32.18	32.68	31.85	31.54	32.05	32.58	32.17
3e »	32.18	32.27	32.33	32.57	32.03	31.80	32.12	32.24	32.19
Mois	32.19	32.16	32.32	32.79	32.15	32.02	32.41	32.76	32.35

Température.

	°	°	°	°	°	°	°	°	°
1re déc.	− 1.42	− 1.90	− 1.73	− 0.80	+ 0.56	+ 0.53	+ 0.01	− 1.29	− 0.75
2e »	− 0.28	− 0.99	− 0.65	+ 1.72	5.27	5.03	3.26	+ 1.61	+ 1.87
3e »	+ 2.73	+ 2.31	+ 2.20	+ 3.15	5.25	5.50	3.98	3.19	+ 3.54
Mois	+ 0.42	− 0.11	+ 0.01	+ 1.41	+ 3.74	+ 3.74	+ 2.46	+ 1.23	+ 1.61

Fraction de saturation en %.

1re décade	92	93	93	90	85	86	89	93	90
2e »	94	95	96	88	77	79	83	91	88
3e »	92	94	95	93	86	84	91	93	91
Mois	93	94	95	91	83	83	88	92	90

Dans ce mois l'air a été calme 274 fois sur 1000

Le rapport des vents $\frac{\text{NNE}}{\text{SSW}} = \frac{11}{25} = 0.44$

Moyennes des 3 observations (7h, 1h, 9h)

	mm
Pression atmosphérique........	32.37
Nébulosité	7.7
Température $\frac{7+1+9}{3}$ ..	+ 1°.80
Température $\frac{7+1+2\times 9}{4}$ ..	+ 1°.77
Fraction de saturation........	90 %

Valeurs normales du mois pour les éléments météorologiques, d'après Plantamour :

	mm
Press. atmosphér.. (1836-1875)	27.96
Nébulosité.. ..... (1847-1875).	8.3
Hauteur de pluie.. (1826-1875).	51mm.0
Nombre de jours de pluie. (id.).	9
Température moyenne ... (id.).	+ 0°.80
Fraction de saturat. (1849-1875).	86 %

Observations météorologiques faites dans le canton de Genève

Résultats des observations pluviométriques

Station	CÉLIGNY	COLLEX	CHAMBESY	CHATELAINE	SATIGNY	ATHENAZ	COMPESIÈRES
Hauteur d'eau en mm.	71.5	50.0	47.7	41.3	52 0	53.4	44.5

Station	VEYRIER	OBSERVATOIRE	COLOGNY	PUPLINGE	JUSSY	HERMANCE
Hauteur d'eau en mm.	28.2	40.0	32.5	31.8	52.2	32.3

Insolation à Jussy : 48 h. 1.

OBSERVATIONS MÉTÉOROLOGIQUES

FAITES AU

GRAND SAINT-BERNARD

PENDANT LE MOIS

DE DÉCEMBRE 1912

Les 1, 3, 17, 23 et 27, brouillard et neige.
2, 18, 21 et 26, neige.
3, 12, 14, 22, 23, 24 et 30, brouillard.
1, 2, 3, 17, 19 et 30, forte bise.
18, 20, 21, 22 et 26, fort vent.

GRAND SAINT-BERNARD — DÉCEMBRE 1912

Jour du mois	Pression atmosphérique 500mm +							Vent				Nébulosité				Pluie	Neige
	7 h.	1 h.	9 h.	Moyenne 3 Obs.	Ecart av. la norm.	Barographe Min.	Barographe Max.	7 h.	1 h.	9 h.	Dominant	7 h.	1 h.	9 h.	Moyenne 3 Obs.	Hauteur (24 h.)	Hauteur (24 h.)
	mm.	mm.	mm.	mm.	mm.	mm.	mm.									mm.	cm.
1	55.7	57.9	61.1	**58.2**	**− 3.7**	**5.55**	62.0	NE. 1	NE. 2	NE. 1	NE. 1	10	10	10	10	18.4	21
2	62.7	62.4	62.7	62.6	+ 0.7	62.0	64.2	NE. 1	NE. 2	NE. 3	NE. 2	0	10	10	7	1.2	2
3	65.1	65.5	67.2	65.9	+ 4.0	64.2	67.6	NE. 3	NE. 3	NE. 2	NE. 3	10	10	0	7	17.0	18
4	67.9	67.5	68.3	67.9	+ 6.0	67.4	68.3	NE. 1	NE. 0	NE. 1	NE. 1	0	0	0	0	2.0	4
5	67.5	67.4	67.3	67.4	+ 5.5	66.9	68.1	NE. 1	SW. 1	SW. 0	var.	0	0	0	0	....	....
6	66.7	66.5	67.2	66.8	+ 5.0	66.4	67.3	SW. 1	SW. 0	NE. 1	var.	0	0	0	0	....	....
7	67.4	67.9	68.8	68.0	+ 6.2	67.3	69.1	NE. 0	NE. 0	NE 0	calme	0	0	0	0	....	....
8	69.3	69.1	69.6	69.3	+ 7.5	69.1	69.6	NE. 1	NE. 0	NE. 0	calme	0	0	0	0	....	....
9	69.4	69.2	68.7	69.1	+ 7.3	68.1	69.5	NE 0	NE. 1	NE. 1	NE. 1	0	0	0	0	....	....
10	67.5	67.9	68.1	67.8	+ 6.0	67.4	68.1	NE. 1	NE. 0	NE. 1	NE. 1	0	0	0	0	....	....
11	67.5	66.8	65.3	66.5	+ 4.8	64.6	67.8	NE. 1	NE. 1	NE. 0	NE. 1	2	1	1	1	....	....
12	62.9	63.1	65.0	63.7	+ 2.9	62.8	65.9	NE. 0	NE. 0	NE. 2	calme	0	0	10	3	....	....
13	66.8	67.7	69.7	68.1	+ 6.4	65.9	70.8	NE. 1	NE. 1	NE 0	NE. 1	0	0	0	0	....	....
14	71.4	72.5	73.8	72.6	+10.9	70.8	**73.8**	NE. 0	NE. 0	NE. 1	calme	1	10	10	7	....	....
15	73.6	73.4	73.0	**73.3**	**+11.6**	71.8	73.7	NE. 0	NE. 0	NE. 1	calme	0	0	0	0	....	....
16	69.4	66.8	64.4	66.9	+ 5.3	63.2	71.8	NE. 0	NE. 0	NE. 0	calme	3	4	3	3	....	....
17	61.3	61.6	63.3	62.1	+ 0.5	61.2	63.4	NE. 1	NE 2	NE. 1	NE. 1	10	10	2	7	9.9	12
18	63.6	62.6	62.0	62.7	+ 1.1	62.0	63.6	NE. 1	SW. 2	SW. 2	SW. 1	2	2	10	5	4.0	6
19	63.8	64.9	66.6	65.1	+ 3.5	62.6	67.1	NE 2	NE. 0	SW. 1	var.	0	6	0	0	....	....
20	67.9	68.0	69.4	68.4	+ 6.8	67.2	69.4	SW. 1	SW. 1	SW. 2	SW. 1	1	0	0	0	....	....
21	69.0	68.5	67.6	68.4	+ 6.8	67.0	69.2	SW. 2	SW. 2	SW. 1	SW. 2	0	3	10	4	4.5	8
22	66.6	66.1	65.8	66.2	+ 4.7	65.4	67.0	SW. 2	SW. 2	SW. 3	SW. 2	10	10	10	10	....	....
23	65.1	65.1	65.7	65.3	+ 3.8	65.0	66.5	SW. 1	NE. 1	NE. 0	var.	10	5	0	5	6.5	8
24	67.3	68.6	70.8	68.9	+ 7.4	66.5	71.0	NE 1	NE. 1	NE. 0	NE. 1	9	10	2	7	....	....
25	71.3	71.3	70.8	71.1	+ 9.5	69.9	71.3	NE. 1	NE. 0	NE. 0	calme	10	5	5	7	....	....
26	68.0	65.5	63.0	65.5	+ 1.0	63.0	69.9	NE. 0	SW. 4	NE 1	var.	0	4	10	5	27.5	**45**
27	63.6	65.6	67.3	65.5	+ 4.0	63.3	67.7	NE. 1	NE. 1	NE. 1	NE. 1	10	10	10	10	**30.4**	28
28	68.0	67.8	67.8	67.9	+ 6.5	67.4	68.0	SW. 1	SW. 0	NE. 1	var.	1	0	0	0	....	....
29	67.0	67.1	68.0	67.4	+ 6.0	67.0	68.6	NE. 1	SW. 1	SW. 0	var.	2	2	0	1	....	....
30	69.2	69.7	70.7	69.8	+ 8.4	68.6	70.8	NE. 1	NE. 2	NE. 1	NE. 1	4	10	0	5	....	....
31	70.2	70.1	70.1	70.1	+ 8.7	70.0	70.6	NE. 1	SW. 1	SW 0	var.	0	1	0	0	....	....
Mois	66.86	66.91	67.39	67.05	+ 4.73							3.1	3.8	3.3	3.4	121.4	152

Jour du mois	Température							Fraction de saturation en %					
	7 heures	1 heure	9 heures	Moyenne 3 Observ.	Ecart avec la normale	Minimum	Maximum	7 h.	1 h.	9 h.	Moyenne 3 Obs.	Min.	Max.
	°	°	°	°	°	°	°						
1	- 9.0	- 6.9	- 10.8	- 8.9	- 2.2	- 11.5	- 6.4	94	95	95	95	81	96
2	- 9.8	- 8.0	- 10.0	- 9.3	- 2.5	- 11.2	- 7.6	71	78	88	79	63	90
3	- 11.4	- 10.2	- 11 0	- **10.9**	- **4.0**	- **12.1**	- 10.0	89	89	89	89	89	90
4	- 11.2	- 6 0	- 6.6	- 7.9	- 0.9	- 11 4	- 3.9	52	38	28	39	18	90
5	- 4.3	- 0.3	- 3.0	- 2 5	+ 1.5	- 6.3	- 0.1	18	13	12	**14**	**8**	24
6	- 1.3	+ 1.8	- 5.2	- 1.6	+ 5.5	- 6 1	+ 2.4	22	22	41	28	16	45
7	- 4.2	- 2.8	- 5.4	- 4.1	+ 3.1	- 6.0	- 0.6	33	28	33	31	22	42
8	- 5.4	- 3.0	- 3.0	- 3.8	+ 3.5	- 5.6	- 3 0	32	31	28	30	26	34
9	- 3.6	- 1.6	- 4.0	- 3.1	+ 1.3	- 4.3	- 1.0	28	28	27	28	25	32
10	- 3.6	- 1.5	- 3.0	- 2.7	+ 4.7	- 3.8	- 1.0	29	28	40	32	26	42
11	- 4.4	- 1 8	- 3.4	- 3.2	+ 4 3	- 4.4	1 2	48	45	71	55	40	75
12	- 4.2	- 3.6	- 6 4	- 4.7	+ 2.9	- 6.8	- 3.1	60	60	100	73	56	100
13	- 11.2	- 8.0	- 5.1	- 8.1	- 0.5	- 11.2	- 4.8	95	34	28	52	23	97
14	- 4.6	+ 0.2	- 0.2	- 1.5	+ 6.2	- 6.2	+ 1.3	23	61	100	61	23	100
15	- 2.2	1.2	+ 3.2	- 0 1	+ 7.7	- 2.2	4.4	88	44	28	53	25	90
16	+ 3.0	+ 4.2	- 3.0	+ **1.4**	+ **9.2**	- 4.6	+ **5.1**	28	34	65	42	27	88
17	- 4.8	- 4.8	- 9.8	- 6.5	+ 1.4	- 10.2	- 3.0	93	90	95	93	70	95
18	- 9.2	- 9.5	- 9 7	- 9.5	- 1.5	- 10.0	- 7.2	18	72	95	62	14	97
19	- 8.4	- 3 2	- 5.7	- 5.8	+ 2.2	- 8.5	- 3.1	96	47	56	66	40	98
20	- 4.6	- 2.4	- 2.6	- 3.2	+ 4.9	- 5.4	- 2.2	48	58	40	49	34	62
21	- 4.2	- 3.4	- 4.9	- 4.2	+ 3.9	- 5.2	- 2 6	38	45	98	60	32	98
22	- 5.6	- 4.8	- 5.6	- 5.3	+ 2.9	- 5.6	- 4.5	98	96	96	**97**	94	98
23	- 5.2	- 3.2	- 6.2	- 4.9	+ 3.3	- 6.2	- 3.0	96	93	89	93	87	98
24	- 6 2	- 4.4	- 5.2	- 5 3	+ 3.0	- 6.4	- 4.1	86	93	35	71	14	95
25	- 2.6	+ 2.1	- 0.2	- 0.2	+ 8 1	- 3.2	+ 2.6	56	60	71	62	12	78
26	- 3.6	- 2.2	- 3.6	- 3.1	+ 5.3	- 3.8	0.0	66	59	82	69	35	90
27	- 4 0	- 1.6	- 0.4	- 2.0	+ 6.4	- 5.0	- 0.1	95	96	96	96	90	98
28	- 1.0	+ 0.8	- 0.2	- 0.1	+ 8.3	- 1.8	+ 1.0	97	81	69	82	54	98
29	- 2.0	+ 2.2	- 2.8	- 0.9	+ 7.6	- 4.6	+ 2.1	67	38	57	54	31	71
30	- 6.2	- 3.6	- 6.4	- 5.4	+ 3.1	- 6.8	- 3.1	96	51	32	60	26	98
31	- 8.0	- 4.2	- 6.6	- 6.3	+ 2.3	- 8.2	- 3.8	16	19	22	19	14	58
Mois	- 5.26	- 2.93	- 4.74	- 4.31	+ 3 28	- 6.60	- 1.94	61	56	61	59		

MOYENNES DU GRAND SAINT-BERNARD. — DÉCEMBRE 1912

Correction pour réduire la pression atmosphérique du Grand Saint-Bernard à la pesanteur normale : — 0mm.22. — Cette correction n'est pas appliquée dans les tableaux.

Pression atmosphérique : 500mm + | **Fraction de saturation en %**

	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne
	mm	mm	mm	mm				
1re décade	65.92	66.13	66 90	66 31	47	45	48	47
2e »	66.82	66.74	67.25	66.94	60	54	68	61
3e »	67.75	67.77	67.96	67.83	74	66	68	69
Mois	66 86	66.91	67.39	67 05	61	56	61	59

Température.

	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s	Moyenne. $\frac{7+1+9}{3}$	Moyenne. $\frac{7+1+2\times 9}{4}$
	°	°	°	°	°
1re décade	— 6.38	— 3 85	— 6.20	— 5.48	— 5.66
2e »	— 5.06	— 3.01	— 4.27	— 4.11	— 4.15
3e »	— 4 42	— 2.03	— 3.83	— 3.43	— 3.53
Mois	— 5.26	— 2.93	— 4.74	— 4.31	— 4.42

Dans ce mois l'air a été calme 323 fois sur 1000

Le rapport des vents $\frac{NE}{SW} = \frac{57}{31} = 1.84$

Pluie et neige dans le Val d'Entremont.

Station	Martigny-Ville	Orsières	Bourg-St-Pierre	St-Bernard
Eau en millimètres.....	42.5	29.0	20.2	121.4
Neige en centimètres....	2	—	—	152

LES

ÉQUATIONS DU PRINCIPE DE RELATIVITÉ

ET LA

GÉOMÉTRIE

PAR

C. CAILLER

§ 1. *Introduction.*

Depuis le célèbre mémoire d'Einstein [1], deux points de vue se sont partagé les esprits au sujet de la signification physique et philosophique du principe de relativité. Pour les uns, et Einstein lui-même se rattache à cette tendance, il n'existe aucun milieu matériel que nous soyons mieux fondés à regarder comme étant en repos absolu que n'importe quel autre ; corrélativement un temps absolu n'existe pas davantage. Le temps serait donc un concept à déterminations multiples, en corrélation avec l'état de mouvement, et au milieu desquelles aucun fait observable ne nous permet, ni à plus forte raison, ne nous oblige, d'en distinguer une en particulier pour en faire, de préférence aux autres, le temps absolu.

Minkowski [2], le représentant le plus conséquent de cette tendance radicale, va plus loin encore. Pour lui, la distinction traditionnelle entre les concepts *d'espace* et de *temps,* considérés comme deux entités hétérogènes entre elles, n'est qu'une habitude psychologique fixée par l'hérédité et incorporée de longue

[1] *Annalen der Physik*, 1905. 17. p. 891.

[2] *Phys. Zeitschr.*, 1909. 10. p. 105.

date aux vérités de sens commun. Mais son antiquité qui la rend vénérable la rend aussi caduque ; la critique, appuyée sur les découvertes récentes de la Physique, a fait justice de cette conception et il convient aujourd'hui de l'abolir comme surannée.

A la place des deux concepts d'espace et de temps, nous en aurons désormais un seul dans lequel les deux autres se sont amalgamés, c'est l'*univers*. L'univers représente une multiplicité à quatre dimensions ; l'élément de cette variété est une époque associée à un lieu, il se nomme l'*événement*. L'événement possède ainsi quatre coordonnées x, y, z, t, qui sont homogènes entre elles et interchangeables. De même que l'espace ordinaire est l'ensemble des points, l'univers est l'ensemble des événements ; quant au temps et à l'espace de l'intuition courante, ce ne sont, d'après Minkowski, que des extraits détachés de l'univers par un procédé artificiel comparable de tout point à celui par lequel le géomètre retire de l'espace à trois dimensions des espaces de dimensions différentes, des plans ou des droites, par exemple.

Avec les savants de nuance plus conservatrice, comme MM. Lorentz et Wiechert[1], nous n'avons au contraire qu'un relativisme mitigé : l'éther existe et c'est lui qui définit l'espace absolu du physicien. Quant au temps, il est également susceptible d'une mesure absolue, et la simultanéité doit être appréciée sans ambiguïté et abstraction faite du mouvement de l'observateur. Il est vrai que des faits nettement constatés, l'égalité de la vitesse de la lumière pour divers milieux animés de mouvements translatoires par exemple, imposent un principe de relativité ; mais le problème consiste justement à expliquer ces faits comme des conséquences à déduire des propriétés de l'éther. Ainsi donc, l'équivalence des divers systèmes coordonnés en translation uniforme pas plus que celle des diverses synchronisations n'expriment des réalités concrètes ; ce ne sont que des apparences d'ordre mathématique, dont il s'agit simplement de dégager le sens et les raisons. Selon les partisans de cette manière de voir, une semblable interprétation des faits

[1] *Physik. Zeitschrift*, 1910. 11. p. 1234.

de relativité est plus simple et plus économique pour la pensée que le renversement de nos habitudes mentales invétérées.

Si l'on se place au point de vue de l'enseignement et qu'il s'agisse d'initier aux notions de la relativité les esprits qui y sont encore étrangers, il est certain qu'un mode d'exposition procédant du connu à l'inconnu est plus propre que tout autre à fixer la signification du nouveau principe et à élucider les paradoxes qui se présentent en foule lorsqu'on aborde une étude si éloignée de toutes nos conceptions ordinaires. Peut-être à formuler ainsi les faits de relativité dans le langage de l'absolu reste-t-on à la surface des choses, mais si on les voit de moins haut, en revanche on les voit mieux aussi.

Quelle que soit d'ailleurs l'attitude qu'on observe à l'égard de cette discussion, la signification du principe demeure essentiellement le même. Il affirme que tous les ordres de phénomènes physiques obéissent à des lois invariables, indépendantes de la translation rectiligne uniforme qui peut emporter le système de référence par le moyen duquel ces phénomènes ont été repérés. Pour se procurer les équations de la transformation *temps-espace* de Lorentz[1], il est donc indifférent en principe d'utiliser un phénomène plutôt qu'un autre ; on n'a qu'à prendre un quelconque d'entre eux auquel on appliquera le principe d'invariance dont il s'agit. C'est ainsi que Einstein est parti de la constance de la vitesse de la lumière ; mais c'est le plus souvent l'équation des ondes, ou encore le système de Maxwell-Hertz, qu'on emploie comme point de départ pour en faire le support de tout l'édifice.

Or les lois de la géométrie euclidienne sont aussi, à leur manière, des lois physiques, du moins quand on les considère comme régissant, par approximation, le mouvement des corps solides qui nous entourent. Et puisque les équations de Lorentz concernent en premier lieu la transformation de la géométrie d'un corps quand on passe du point de vue d'un observateur immobile à celui d'un observateur entraîné, il semble plus conforme à la nature des choses d'obtenir ces formules sans sortir

[1] *Physik. Zeitschrift*, 1911. 12 p. 689 et p. 738.

du domaine géométrique, en admettant simplement que le principe de relativité s'applique à ce domaine particulier.

Mais en affirmant avec le principe de relativité que la géométrie d'un corps, euclidienne pour un premier observateur, le reste pour un autre observateur entraîné relativement au premier, on n'apprend rien en fait sur les équations de transformation qui servent à effectuer le passage de l'un à l'autre des points de vue. Il est vrai ; toutefois on peut restreindre beaucoup l'indétermination du problème et même la supprimer complètement en s'imposant l'obligation de vérifier un ensemble de conditions plus ou moins plausibles et naturelles. Sans doute en agissant ainsi, à coup d'hypothèses, on ne fait que retrouver le groupe de Lorentz après l'avoir dissocié dans les propriétés posées a priori. Mais d'abord il n'est jamais inutile de condenser dans quelques propositions frappantes les propriétés véritablement caractéristiques d'un groupe de transformations. En outre, quand on envisage de cette manière les équations de Lorentz, à titre de pure construction logique, bâtie en dehors des faits, pour définir a priori une certaine géométrie des corps mobiles, l'esprit demeure plus pleinement conscient de la liberté de ses démarches en face des phénomènes naturels, en même temps qu'il observe une plus complète neutralité vis-à-vis de la controverse scientifique rappelée ci-devant.

Appelé il y a quelque temps à faire, devant un auditoire d'étudiants de l'Université de Genève, une conférence sur le principe de relativité, je me suis inspiré de ces considérations pratiques, et j'ai cherché à en tenir compte aussi bien que possible en classant mes idées dans l'ordre qui m'agréait le mieux. Le point de vue élémentaire que j'ai tâché d'expliquer n'est certainement pas nouveau ; mais le puissant intérêt qu'offre à cette heure le principe de relativité m'engage à publier ici, en la développant, la partie de cette conférence qui a trait aux équations de Lorentz, déduites de postulats posés a priori, comme autant d'hypothèses géométriques. J'espère que cet exposé ne paraîtra pas dénué de tout intérêt ; le mieux que j'attende de mes analyses, tout insuffisantes qu'elles sont, c'est d'exciter quelque lecteur à aller plus avant dans une direction pareille.

§ 2. *La géométrie des corps fixes ou mobiles.*

On sait que la Géométrie ne saurait se constituer sans l'idée du mouvement laquelle implique celle du temps. En fait, les mesures géométriques s'effectuent par le moyen de corps, règles et compas par exemple, qu'on déplace dans l'espace sous certaines conditions de rigidité ou d'indéformabilité ; au fond des choses, la Géométrie et la Cinématique constituent une seule et même discipline. Il faut toutefois remarquer que si le concept de temps est bien un facteur indispensable que nous employons plus ou moins consciemment dans toutes nos spéculations géométriques, il n'est par contre nullement nécessaire de mesurer la *vitesse* ou la *rapidité* des mouvements que nous imprimons à nos instruments ; c'est dire que les compteurs de temps, destinés à estimer les durées, qui sont d'emploi constant en Cinématique, ne jouent aucun rôle dans la Géométrie proprement dite.

Pour ne pas remonter trop haut, supposons acquises les notions spatiales ; matérialisons-les en quelque sorte dans un ensemble de corps, distincts les uns des autres, et qu'on sait reconnaître à différentes époques par l'ensemble de leurs propriétés physiques. Ces corps seront assez nombreux et assez rapprochés pour qu'on puisse les regarder pratiquement comme remplissant tout l'espace. Imaginons qu'à un instant quelconque on mesure la distance de ces points deux à deux à l'aide d'une règle faisant partie du système et qu'on regarde comme invariable. Lorsque la distance obtenue pour tout couple de points reste la même, à quelque époque qu'on ait fait la mesure, le système est rigide.

Admettons enfin que, entre les distances de cinq points quelconques du système, existe la relation connue de la Géométrie euclidienne ; l'ensemble de nos points forme alors un milieu K, rigide, où sont valables les lois de la Géométrie euclidienne. Nous dirons qu'un tel milieu a été *géométré* [1] ; le terme final de

[1] On excusera, j'espère, l'emploi de ce néologisme, et aussi le terme de *chronométrer* dont je fais usage ci-dessous.

cette opération consiste à tracer, dans K, un système d'axes rectangulaires et à assigner les coordonnées de tout point appartenant au milieu par rapport à ce système d'axes. Les divers éléments géométriques, distances, angles, etc., s'expriment ensuite en fonction des coordonnées suivant les formules ordinaires de la Géométrie euclidienne.

Si un point mobile, étranger au milieu K, se met en contact avec un des points du milieu, les coordonnées du point mobile sont par définition égales à celles du point fixe, à l'instant du contact. Cette notion de *contact*, où les idées de temps et d'espace se trouvent associées et rapprochées intimement, est sans doute indéfinissable; elle n'en est pas moins d'importance capitale, et sert de base à tous les développements qui vont suivre. On remarquera en effet que nous esquissons ici une Géométrie tactile dont sont bannies, autant que possible, les notions et images visuelles.

Nous admettons en tout cas qu'on possède des moyens pratiques de constater le contact ; par exemple, le milieu K est habité par un observateur qui vérifie le contact par son sens du toucher.

Nous supposons qu'il existe au moins un milieu K qui se laisse géométrer comme il vient d'être dit. Nous admettrons même que les mensurations euclidiennes sont possibles non seulement à l'intérieur du milieu K, mais encore à l'intérieur d'autres milieux K', rigides, en mouvement par rapport au premier. Ce sera, bien entendu, un observateur K' faisant partie du nouveau milieu qui l'aura jugé rigide, puis géométré, de même qu'il a fallu un observateur K, incorporé au milieu primitif pour géométrer celui-ci. Toutefois on peut concevoir que nos deux observateurs se soient servi, pour se géométrer, de la même règle que l'un aurait cédée à l'autre, et nous accepterons toujours cette convention.

Les deux mondes K et K', chacun géométré par des observateurs qui en font respectivement partie, sont d'ailleurs étrangers l'un à l'autre ; ni K ne sait géométrer K', ni K' ne sait géométrer K. Pour préciser l'image schématique précédente, il suffit de mettre à la place des deux milieux, le globe terrestre d'un côté, et de l'autre, un train de chemin de fer circulant à sa surface à grande vitesse. Les passagers du train peuvent bien

géométrer le train, en revanche ils ne peuvent faire la géométrie de la terre, du moins avant de s'être munis d'horloges réglées synchroniquement.

Supposons, plus généralement, que K cherche à géométrer un corps mobile quelconque ; le seul renseignement qu'il puisse se procurer sur ce dernier, par l'intermédiaire de son sens du toucher, c'est que tel point de K′ se trouve en contact momentané avec tel autre de K. Le corps K′ sera donc, pour lui, identique avec l'ensemble de ces différents contacts *à un même instant donné.* Autrement dit, la forme du corps mobile dépend de la situation *simultanée* des points qui le composent. Pour être capable de géométrer le corps mobile, il faut que l'observateur fixe soit en mesure d'estimer la *simultanéité,* comme aussi l'*antériorité* ou la *postériorité,* d'événements qui se passent au sein de K en des points différents de ce milieu.

Or nous n'avons aucun moyen direct et universel de faire une semblable appréciation, qui demeure toujours conventionnelle dans une large mesure. Deux faits se sont passés, l'un à Londres, l'autre aux Indes ; c'est, par exemple, la révélation télépathique de la mort d'un yogi à un cercle théosophique. Le message est-il antérieur ou postérieur à l'événement, et de combien ? On ne peut donner réponse intelligible à cette question avant d'avoir précisé les règles par le moyen desquelles l'heure de Londres est liée à celle de Bombay.

§ 3. *Le temps.*

En réalité et psychologiquement parlant, le temps n'est qu'un ordre numérique introduit par un observateur déterminé dans la série de ses perceptions sensorielles pour les cataloguer. C'est une notion essentiellement locale et subjective, donc intransmissible directement. Elle ne peut s'universaliser et s'objectiver que par l'échange des observations de plusieurs personnes, en vue de donner à l'ensemble de leurs expériences collectives le maximum de continuité et la systématisation la plus cohérente possible. En dehors de ce but tout pratique, la notion conserve son caractère indéterminé ; deux observateurs, sans communication réelle ou simple-

ment possible, pensent chacun pour leur compte un temps qui leur est personnel, puisqu'il n'y a pas de cerveau qui recueille sympathiquement leurs sensations et en opère la synthèse.

Demandez à un philosophe ce que c'est que le temps, dit M. Le Roy[1], il commence un discours. Demandez à un physicien, il tire sa montre et vous dit: le voilà.

Plaçons-nous au point de vue tout pratique du physicien. Supposons, en tout point d'un milieu géométré K, un observateur muni d'une horloge indiquant l'heure locale de K. Nous dirons alors que le milieu est *chronométré;* des valeurs de *t*, égales entre elles, aux divers points de K correspondent à un seul et même temps pour le système K. Cette synchronisation de nos horloges est ainsi de pure définition et ne saurait, d'aucune manière, être l'objet d'une vérification expérimentale. L'emploi de signaux lumineux pour définir la synchronisation, autrement dit les *époques* du milieu K, a sur les autres méthodes qu'on pourrait concevoir la supériorité d'ordre pratique dont il a été question ci-dessus; elle permet une description synthétique commode de l'univers. Mais nous restons ici tout à fait dans l'abstrait; nous n'avons aucune raison d'employer ce procédé de synchronisation à l'exclusion d'un autre. Le chronométrage de K est réalisé; comment il l'a été, ceci nous est indifférent.

Une fois K chronométré, il devient aisé d'apprécier, au sein de K, la *durée* d'un phénomène qui commence en un lieu pour se terminer en un autre point. On introduit ensuite, sans difficultés nouvelles, les notions ordinaires de la Cinématique, vitesse, accélération, etc., le tout pour un point mobile dont les contacts avec K sont enregistrés par le milieu même. Enfin nos observateurs K ont acquis la possibilité de géométrer un corps mobile en s'appuyant sur la définition d'Einstein rappelée ci-dessus: *la figure d'un corps mobile* C *est identique à celle des positions simultanées dans* K, *des divers points qui composent* C.

Il résulte de cette définition que la forme d'un corps mobile n'est pas une propriété qui lui appartienne en propre, mais qu'elle dépend, dans une large mesure, du mode de chronométrage du milieu K dans lequel il se déplace et qui observe son

[1] *Bull. de la Soc. franç. de Philosophie*, nº 1, 1912, p. 46.

mouvement. Si, par exemple, le mobile est un autre milieu K′, jugé rigide par lui-même, il possède aussi une forme au point de vue des observateurs K. Rien ne prouve que cette forme soit la même que l'autre, ni même que K′, qui est rigide pour K′, le reste au jugement de K. Autrement dit, la géométrie de K′, faite par K′, ne coïncide pas forcément avec celle de K faite par K; la première de ces géométries est faite sans horloge, sans intervention d'aucune mesure du temps, la seconde dépend des horloges distribuées dans K.

§ 4. *Equations de transformation.*

Prenons le cas dont il vient d'être question. Imaginons que les observateurs K et K′ ont tracé dans leurs mondes respectifs les systèmes d'axes *directs* OXYZ et O′X′Y′Z′. et soient x, y, z, et x', y', z' les coordonnées des points H et H′ des deux milieux. Au temps t, le point M de K avec lequel M′ de K′ est en contact, sera donné par des équations telles que

$$x = f_1(x', y', z', t), \quad y = f_2(x', y', z', t), \quad z = f_3(x', y', z', t). \qquad (1)$$

C'est par ces équations, en y faisant $t =$ const., qu'on passera de la géométrie de K′, faite par lui-même opérant sur lui-même, à la géométrie de ce même corps tel qu'il apparaît à K à l'époque t. Il importe de redire ici que nous ne pouvons rien savoir *a priori* sur la forme de ces relations, à moins de poser des hypothèses ou d'invoquer l'expérience. Leur détermination effective dépend, d'une manière complexe, d'une part du mode de chronométrage adopté pour le milieu K, et de l'autre, de la nature du mouvement du milieu K′.

Toute la suite de nos recherches comporte la détermination de ces formules d'après certaines conditions posées arbitrairement; la première de ces conditions, que nous citons ici en passant, consiste dans la continuité et la dérivabilité relativement aux divers arguments x', y', z', t des trois fonctions f_1, f_2, f_3. Quant à la question de savoir si les formules obtenues sont conformes aux faits observables, elle ne peut se poser qu'une fois choisie la synchronisation; malgré sa capitale importance, nous la laissons ici entièrement de côté pour les motifs expliqués ci-dessus.

Pour bien comprendre ces formules (1), dans leur signification vraie, posons un problème, et demandons-nous ce que doit être la transformation pour que, conformément aux idées ordinaires, le milieu K géomètre K′ de la même manière que K′ se géomètre lui-même ?

Différentions les formules (1) à temps constant, c'est-à-dire sous la condition $dt = 0$; il vient alors, pour la correspondance de deux petits vecteurs (dx, dy, dz) et (dx', dy', dz') observés respectivement par K et K′, des formules telles que

$$\begin{aligned} dx &= a_{11}\, dx' + a_{12}\, dy' + a_{13}\, dz' , \\ dy &= a_{21}\, dx' + a_{22}\, dy' + a_{23}\, dz' , \\ dz &= a_{31}\, dx' + a_{32}\, dy' + a_{33}\, dz' . \end{aligned} \tag{2}$$

La condition d'invariance se réduit à l'égalité des longueurs correspondantes, ou

$$dx^2 + dy^2 + dz^2 = dx'^2 + dy'^2 + dz'^2 , \tag{3}$$

équation qui montre que le système des a_{ij} est orthogonal. Mais les seconds membres des relations (2) doivent être intégrables; donc les a_{ij} ne peuvent contenir les coordonnées x', y', z', ce seront de simples fonctions du paramètre t.

Prenons maintenant les différentielles complètes des formules (1); on a, par exemple, pour la première

$$d\,(x - a_{11}\, x' - a_{12}\, y' - a_{13}\, z') = \left(\frac{\partial x}{\partial t} - x' \frac{\partial a_{11}}{\partial t} - y' \frac{\partial a_{12}}{\partial t} - z' \frac{\partial a_{13}}{\partial t}\right) dt ;$$

ainsi la parenthèse $x - a_{11}\, x' - a_{12}\, y' - a_{13}\, z'$ ne peut dépendre que du temps, le second membre ne contenant que la différentielle dt. La forme des relations cherchées sera donc

$$\left.\begin{aligned} x &= a_{11}\, x' + a_{12}\, y' + a_{13}\, z' + \alpha , \\ y &= a_{21}\, x' + a_{22}\, y' + a_{23}\, z' + \beta , \\ z &= a_{31}\, x' + a_{32}\, y' + a_{33}\, z' + \gamma , \end{aligned}\right\} \tag{4}$$

avec des coefficients fonctions de t dont les premiers doivent former un système orthogonal.

Ces équations (4) sont les seules qui satisfassent le problème; on y reconnaît les formules ordinaires du passage d'un système d'axes fixes à un autre entraîné d'une manière quelconque.

Revenons au cas général. Remarquons que jusqu'à présent le milieu K est seul chronométré. Rapprochons-nous de la condition de relativité en chronométrant K' à son tour et cela d'une manière quelconque. Le second milieu, emportant ses horloges avec lui, est devenu capable de géométrer les corps qui bougent relativement à lui, le milieu K, par exemple. Bien entendu, le chronométrage de K' n'est déterminé en aucune manière par celui de K.

Soient (x', y', z') un point de K' qui en rencontre un autre (x, y, z) appartenant au milieu K. Les deux horloges au contact indiquent t pour K, t' pour K'; les deux indications n'ont pas plus besoin d'être identiques que celles des montres de deux passants qui viennent à se croiser. Le voyageur K' pourrait sans doute prendre l'heure de K en la lisant en (x, y, z) sur l'heure locale de K au moment de la rencontre; mais c'est là un procédé très spécial de synchronisation. Au lieu de particulariser de la sorte, nous poserons généralement

$$t' = f_4(x', y', z', t)\,; \tag{5}$$

cette hypothèse représente un mode quelconque de chronométrage déterminé par le simple fait du contact. Toutefois il est bien entendu que la fonction f_4 doit contenir effectivement t; sans quoi l'horloge mobile, installée en chaque point de K', serait *arrêtée*, marquant constamment la même heure.

On a donc $\dfrac{\partial f_4}{\partial t} \neq 0$, d'où résulte que l'équation (5) est résoluble par rapport à t; en portant sa valeur $t = \varphi_4(x', y', z', t')$ dans les formules (1), nous obtenons la transformation, sous forme symétrique, comme suit

$$x = \varphi_1(x', y', z', t'), \qquad y = \varphi_2(x', y', z', t'), \qquad z = \varphi_3(x', y', z', t'),$$
$$t = \varphi_4(x', y', z', t'). \tag{6}$$

On va voir, en invoquant un des postulats qui suivent, que les formules (1) sont aussi résolubles en x', y', z'; en transportant leurs valeurs dans (5), nous aurions de même

$$x' = \psi_1(x, y, z, t), \qquad y' = \psi_2(x, y, z, t), \qquad z' = \psi_3(x, y, z, t),$$
$$t' = \psi_4(x, y, z, t). \tag{6 bis}$$

L'ensemble de ces formules inverses (6) et (6 *bis*) nous fournit le moyen de passer du monde de K au monde K′ et réciproquement, les valeurs associées x, y, z, t et x', y', z', t' étant celles du contact.

Une remarque, dont il faudrait peut-être faire un postulat indépendant, s'impose ici. Ces formules de transformation (6) et (6 *bis*) ont été posées uniquement pour effectuer le passage d'un point du premier milieu à son correspondant du second, la correspondance étant définie par le contact. Le phénomène du contact a été toujours considéré comme symétrique, en ce sens que si K touche K′ en A, K′ touche aussi K en A; c'est par cette hypothèse de symétrie que nos formules (6) et (6 *bis*) ont pu être regardées comme inverses l'une de l'autre.

Mais on peut évidemment définir le contact d'un des milieux avec un corps mobile qui n'appartienne ni à l'un ni à l'autre. Relativement à ce genre de contact, nous poserons la *condition de transitivité,* qui s'énonce : *si un mobile* P *touche* K *en* A, *et que* A *touche* K′ *en* B, *alors aussi* P *touche* K′ *en* B.

La conséquence de ce postulat de transitivité est que les formules (6) et (6 *bis*) valent non seulement quand il s'agit du passage d'un point K à son correspondant K′, mais aussi pour effectuer la transformation d'un phénomène quelconque (x, y, z, t), observé par le milieu K, à ce même phénomène (x', y', z', t') tel qu'il apparaît au milieu K′. C'est souvent dans l'extension de ce sens général que nous envisageons ces équations.

§ 5. *Postulats de non-retournement dans l'espace et le temps.*

Il s'agit de préciser la forme des relations (6) et (6 *bis*); nous y arriverons en leur imposant une série de conditions arbitraires ou postulats. La première est la condition de non-retournement.

Prenons de nouveau le cas où K seul est chronométré; les formules de transformation sont (1). Nous leur imposons la condition suivante :

Si un trièdre tracé dans le milieu K′ est jugé *droit* par K′, il pourrait fort bien être jugé *gauche* par K. Nous exigeons qu'il n'y ait pas un semblable *retournement dans l'espace*, mais que

au contraire K, en géométrant K', se fasse la même idée des sens de rotation que K' opérant sur lui-même.

Différentions (1) à temps t constant; on a des résultats tels que

$$\begin{aligned} dx &= a_{11}\, dx' + a_{12}\, dy' + a_{13}\, dz' , \\ dy &= a_{21}\, dx' + a_{22}\, dy' + a_{23}\, dz' , \\ dz &= a_{31}\, dx' + a_{32}\, dy' + a_{33}\, dz' . \end{aligned}$$

La condition de non-retournement est que le jacobien

$$\begin{vmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} \end{vmatrix} = \frac{\partial\,(x, y, z)}{\partial\,(x', y', z')},$$

soit positif; il en sera de même de l'inverse $\frac{\partial\,(x', y', z')}{\partial\,(x, y, z)}$. De là résulte que, dans le cas de non-retournement, les formules (1) étaient bien résolubles par rapport à x', y', z', comme cela a été admis au paragraphe précédent.

Il faut observer que la condition de non-retournement peut être vraie quand K géomètre K', et cesser de l'être quand c'est K' qui géomètre K, après s'être lui-même chronométré. Un exemple très simple de ce fait serait fourni par les équations de transformation suivantes :

$$\left.\begin{aligned} & x' = x + t \quad y' = y \quad z' = z \quad t' = 2x + t, \\ \text{d'où} \quad & \\ & x = t' - x' \quad y = y' \quad z = z' \quad t = 2x' - t' . \end{aligned}\right\} \qquad (7)$$

Nous poserons la condition de non-retournement dans l'espace, au double point de vue de K et de K' ; elle se résume dans les deux inégalités suivantes, qui visent les systèmes (6) et (6')

$$\frac{\partial\,(\varphi_1\ \varphi_2\ \varphi_3)}{\partial\,(x'\ y'\ z')} > 0 \quad \text{et} \quad \frac{\partial\,(\psi_1\ \psi_2\ \psi_3)}{\partial\,(x, y, z)} > 0 . \qquad (8)$$

Passons au postulat de *non-retournement dans le temps*. Remarquons de nouveau que la notion de simultanéité a perdu toute signification absolue: si deux événements ne sont pas coïncidents dans l'espace, ils peuvent être simultanés ou non, selon le milieu qui les observe. Le sens même de l'inégalité entre les époques de deux contacts entre K et K' n'est pas un

élément invariant, et peut se renverser suivant qu'on considère ces contacts du point de vue de l'un ou l'autre des observateurs.

Cela se voit sur les formules de transformation (6) et (6'); on y lit que l'égalité $t_1 = t_2$ n'entraînera, pour le milieu K', l'égalité correspondante $t'_1 = t'_2$ que si les contacts avaient lieu en général au même point de K, c'est-à-dire pour des valeurs égales de x, y, z.

Supposons qu'un observateur immobile dans K' relève les heures à sa propre horloge et, en même temps, aux horloges de K devant lesquelles il passe, comme le fait un voyageur à la portière d'un wagon quand il compare sa montre à l'heure des gares qu'il rencontre. Nous admettons que les chronométrages de K et K' ont été choisis de manière qu'il n'y ait pas de retournement dans le temps; autrement dit, les heures lues par K' doivent varier dans le même sens, quel que soit le milieu, K ou K', dans lequel il les observe. Cette condition de non-retournement est double, elle doit être satisfaite aussi bien pour K passant devant K', que pour K' passant devant K.

Différentions totalement les formules (6) et (6'), on a des résultats des types

$$\begin{aligned} dx &= a_{11}\, dx' + a_{12}\, dy' + a_{13}\, dz' + a_{14}\, dt' , \\ dy &= a_{21}\, dx' + a_{22}\, dy' + a_{23}\, dz' + a_{24}\, dt' , \\ dz &= a_{31}\, dx' + a_{32}\, dy' + a_{33}\, dz' + a_{34}\, dt' , \\ dt &= a_{41}\, dx' + a_{42}\, dy' + a_{43}\, dz' + a_{44}\, dt' ; \end{aligned} \tag{9}$$

et de même

$$dx' = a'_{11}\, dx + a'_{12}\, dy + a'_{13}\, dz + a'_{14}\, dt , \text{ etc.} \tag{9'}$$

Si K' passe devant K, x', y', z' sont des constantes et $dx' = dy' = dz' = 0$; d'après (9) les durées lues par K' sur les deux horloges qu'il consulte sont liées entre elles par la relation $dt = a_{44} dt'$. Cette équation devient $dt' = a'_{44} dt$, d'après (9'), si c'est K qui passe devant K'. Le postulat de non-retournement, dans sa double acception, s'exprime donc par les inégalités

$$\frac{\partial \varphi_4}{\partial t'} = a_{44} > 0, \quad \frac{\partial \psi_4}{\partial t} = a'_{44} > 0 \quad . \tag{10}$$

Le non-retournement dans l'espace et dans le temps se tra-

duit donc par les quatre inégalités (8) et (10). Toutefois on démontre aisément que l'une de celles-ci est une conséquence nécessaire des autres et que nous n'avons en réalité, pour exprimer le double postulat, que les trois conditions

$$\frac{\partial\,(\varphi_1\ \varphi_2\ \varphi_3\ \varphi_4)}{\partial\,(x'\ y'\ z'\ t')} > 0\,, \quad \frac{\partial\,(\varphi_1\ \varphi_2\ \varphi_3)}{\partial\,(x'\ y'\ z')} > 0\,, \quad \frac{\partial \varphi_4}{\partial t'} > 0\,,$$

qui peuvent s'écrire symétriquement

$$\frac{\partial\,(\psi_1\ \psi_2\ \psi_3\ \psi_4)}{\partial\,(x\ y\ z\ t)} > 0\,, \quad \frac{\partial\,(\psi_1\ \psi_2\ \psi_3)}{\partial\,(x\ y\ z)} > 0\,, \quad \frac{\partial \psi_4}{\partial t} > 0\,.$$

§ 6. *Problème de l'invariance des Géométries des deux observateurs.*

Avant d'aller plus loin, proposons-nous le problème de choisir les formules de transformation, conformément aux principes de non-retournement, de telle manière que chaque observateur voie l'autre comme celui-ci se voit lui-même; c'est demander que la Géométrie des deux milieux géométrés soit indépendante de leur mouvement.

Si on formule la condition quand K, seul géométré, observe K', la réponse est fournie, comme on l'a vu au § 4, par des équations de transformation du type linéaire

$$x' = a_{11}\ x + a_{12}\ y + a_{13}\ z + a_1\,, \ldots\ z' = a_{31}\ x + a_{32}\ y + a_{33}\ z + a_3\,, \quad (11)$$

dans lesquelles les coefficients a dépendent de la variable t, les premiers d'entre eux a_{ij} formant un système orthogonal droit. En différentiant ces formules à temps constant et faisant pour abréger

$$\delta x' = a_{11}\ dx + a_{12}\ dy + a_{13}\ dz\,, \ \ldots\ \delta z' = a_{31}\ dx + a_{32}\ dy + a_{33}\ dz\,, \quad (11\ bis)$$

on trouve, en effet, $dt = 0$, $dx' = \delta x'$, etc., donc

$$dx'^2 + dy'^2 + dz'^2 = \delta x'^2 + \delta y'^2 + \delta z'^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2. \quad (12)$$

De là résulte l'invariance des dimensions, qui fait que K géomètre K' de la même manière que K' se géomètre lui-même.

Chronométrons K' à son tour pour le rendre capable de géométrer K. Posons, par exemple, $t' = \psi\,(t, x, y, z)$; différentions les relations (11), à temps t' constant, soit sous la condition

$d\psi = 0$, ce qui établit entre les différentielles des variables x, y, z, t une équation telle que

$$dt = pdx + qdy + rdz. \tag{13}$$

Dans cette hypothèse, les qualités dx, dy, dz prennent la forme

$$dx' = \delta x' + a dt\,, \quad dy' = \delta y' + \beta\, dt\,, \quad dz' = \delta z' + \gamma dt\,; \tag{14}$$

il faut, pour satisfaire le problème, qu'en les substituant dans (12), cette équation reste satisfaite ; cela entraîne

$$dt^2\,(a^2 + \beta^2 + \gamma^2) + dt\,(2a\delta x' + 2\beta\delta y' + 2\gamma\delta z') = 0,$$

relation qui se décompose en deux autres. On a ou bien $dt = 0$, ou bien $(\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2)dt = -2(\alpha\delta x' + \beta\delta y' + \gamma\delta z')$, ces valeurs de dt devant, bien entendu, se confondre avec (13).

Prenons d'abord la seconde hypothèse, et portons la quantité dt qui en résulte dans les formules (14). Faisons, pour abréger, $\omega^2 = \alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2$; il vient

$$\begin{aligned}
dx' &= \left(1 - \frac{2a^2}{\omega^2}\right)\delta x' - \frac{2a\beta}{\omega^2}\,\delta y' - \frac{2a\gamma}{\omega^2}\,\delta z'\,,\\
dy' &= -\frac{2a\beta}{\omega^2}\,\delta x' + \left(1 - \frac{2\beta^2}{\omega^2}\right)\delta y' - \frac{2\beta\gamma}{\omega^2}\,\delta z'\,,\\
dz' &= -\frac{2a\gamma}{\omega^2}\,\delta x' - \frac{2\beta\gamma}{\omega^2}\,\delta y' + \left(1 - \frac{2\gamma^2}{\omega^2}\right)\delta z'\,,
\end{aligned}$$

Les seconds membres forment une substitution orthogonale *gauche*, tandis que la transformation (11 *bis*) de $\delta x'$, $\delta y'$, $\delta z'$ en dx, dy, dz est orthogonale *droite*. Ainsi dx', dy', dz' s'expriment en dx, dy, dz, par une transformation orthogonale gauche, quand on opère à temps t' constant. La seconde hypothèse envisagée plus haut est donc contradictoire avec le postulat de non-retournement dans l'espace et doit être écartée. Il reste seulement la première hypothèse, en vertu de laquelle la condition $dt' = 0$ entraîne $dt = 0$.

Nous voyons que t' dépend de t seul. La *simultanéité* de deux événements, localement séparés, présente donc la même signification pour les deux observateurs ; il en est d'ailleurs de même de l'antériorité, comme le démontre la condition de non-retournement dans le temps, ou $\dfrac{dt'}{dt} > 0$. De la sorte t' est une fonc-

tion croissante de t, et il suffit de régler autrement la marche des horloges de K′, pour avoir simplement $t' = t$.

Sous bénéfice de cette convention, on peut dire que la seule solution du problème, compatible avec les postulats de non-retournement, consiste à compléter les équations géométriques (11) par l'identité $t' = t$ relative à la transformation du temps.

L'ensemble des équations ainsi écrites représente, au point de vue ordinaire, le mouvement varié de K par rapport à K′, ou de K′ par rapport à K. Ce système d'équations, qui assure l'invariance de la Géométrie d'un corps mobile observé du dehors, assure du même coup l'invariance de la notion de temps. Quand on l'adopte, on ne sort pas de la sphère des idées reçues: l'entité *univers* de Minkowski se fractionne en deux entités particulières, le *temps* et *l'espace,* séparément invariantes, que tous les observateurs mesurent de la même manière quel que soit leur état de mouvement.

Il faut cependant remarquer expressément que c'est seulement quand on suppose satisfaits les postulats de non-retournement que l'invariance de la Géométrie détermine celle du temps. Dans les formules (7), citées au § précédent, on a un exemple d'invariance des dimensions quand K regarde le milieu K′, ou K′ le milieu K; elle n'est pas accompagnée de l'invariance du temps, et cela provient du fait qu'il y a retournement dans l'espace quand K′ regarde K.

En résumé, si nous voulons construire une correspondance entre K et K′ qui soit conforme aux postulats de non-retournement sans conduire à la même synchronisation pour les deux milieux, il faut abandonner aussi l'hypothèse d'une Géométrie invariante. La non-identité des temps est cause que nos deux observateurs, mesurant le même corps, ne leur assigneront plus la même forme et qu'en particulier chacun s'estimera différent qu'il n'apparaît à l'autre.

§ 7. *Postulat de l'Invariance du Mouvement rectiligne uniforme.*

Il signifie que tout mouvement rectiligne et uniforme pour l'un de nos deux milieux reste rectiligne et uniforme relativement à l'autre.

Cette condition restreint, de manière très importante, l'indétermination des formules de passage (6) et (6'). D'après le postulat de la transitivité du contact mentionné plus haut, ces formules donnent la transformation générale des coordonnées d'un point mobile à la fois dans K et dans K'. On en déduit immédiatement, par différentiation, la transformation des vitesses v_x, v_y, v_z, ou v'_x, v'_y, v'_z, relatives à chaque milieu. En effet, comme on a $v_x = \frac{dx}{dt}, \dots v'_x = \frac{dx'}{dt'}, \dots$ on obtient des résultats tels que

$$v'_x = \frac{a_{11}\, v_x + a_{12}\, v_y + a_{13}\, v_z + a_{14}}{a_{41}\, v_x + a_{42}\, v_y + a_{43}\, v_z + a_{44}} \quad \dots \quad v'_z = \frac{a_{31}\, v_x + a_{32}\, v_y + a_{33}\, v_z + a_{34}}{a_{41}\, v_x + a_{42}\, v_y + a_{43}\, v_z + a_{44}}$$

Mais la condition de l'invariance du mouvement uniforme signifie que si v_x, v_y, v_z sont donnés constants, v'_x, v'_y, v'_z sont aussi constants. Ainsi les coefficients a_{ij} des formules ci-dessus sont des constantes; or

$$\left.\begin{aligned} dx' &= \lambda\,(a_{11}\, dx + a_{12}\, dy + a_{13}\, dz + a_{14}\, dt), \\ \dots &= \dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots \\ dt' &= \lambda\,(a_{41}\, dx + a_{42}\, dy + a_{43}\, dz + a_{44}\, dt), \end{aligned}\right\} \qquad (15)$$

et comme les différentielles des premiers membres sont celles de quantités indépendantes, le facteur d'intégration λ ne peut être fonction à la fois de x', y', z', t' sans être constant.

Intégrons alors les relations (15), nous trouvons, pour les formules de transformation, la forme linéaire

$$\begin{aligned} x' &= a_{11}\, x + a_{12}\, y + a_{13}\, z + a_{14}\, t + a_{15}, \\ y' &= a_{21}\, x + a_{22}\, y + a_{23}\, z + a_{24}\, t + a_{25}, \\ z' &= a_{31}\, x + a_{32}\, y + a_{33}\, z + a_{34}\, t + a_{35}, \\ t' &= a_{41}\, x + a_{42}\, y + a_{43}\, z + a_{44}\, t + a_{45}, \end{aligned} \qquad (16)$$

ou, symétriquement,

$$\begin{aligned} x &= a'_{11}\, x' + a'_{12}\, y' + a'_{13}\, z' + a'_{14}\, t' + a'_{15}, \\ y &= a'_{21}\, x' + a'_{22}\, y' + a'_{23}\, z' + a'_{24}\, t' + a'_{25}, \\ z &= a'_{31}\, x' + a'_{32}\, y' + a'_{33}\, z' + a'_{34}\, t' + a'_{35}, \\ t &= a'_{41}\, x' + a'_{42}\, y' + a'_{43}\, z' + a'_{44}\, t' + a'_{45}. \end{aligned} \qquad (16')$$

Ces transformations (16) et (16') doivent, bien entendu, vérifier les hypothèses du non-retournement dans l'espace et le temps.

Nous voulons tirer quelques corollaires de ces formules (16) et (16′), qui sont celles des transformations de l'univers et servent à passer du point de vue de K à celui de K′.

1°) Tout événement qui se passe dans un des mondes a son correspondant dans l'autre. Si K est témoin d'une monosérie, ou d'une bisérie, etc., d'événements, K′ observe de son côté des séries de phénomènes douées d'un nombre égal de dimensions.

Soient $u, v, w, \ldots$ des paramètres variables. Une monosérie $x(u), y(u), z(u), t(u)$ caractérise un certain mouvement; une bisérie $x(u, v), \ldots t(u, v)$ équivaut à une courbe mobile; une trisérie $x(u, v, w), \ldots$ à une surface mobile. Ce sont ces notions de courbes mobiles, de surfaces mobiles, qui possèdent un caractère invariant, et non pas celles de courbes ou de surfaces fixes, la propriété du repos étant essentiellement relative.

Prenons, par exemple, une droite fixe de K; nous avons, pour cette droite

$$x = lu + l', \quad y = mu + m', \quad z = nu + n', \quad (u, t = \text{arbitraires}).$$

C'est donc une bisérie, aux paramètres u et t, à laquelle correspond dans K′ le lieu

$$x' = \lambda u + \lambda' t' + \alpha, \quad y' = \mu u + \mu' t' + \beta, \quad z' = \nu u + \nu' t' + \gamma,$$
$$(u, t' \textit{ arbitraires}),$$

elle représente une droite qui se déplace parallèlement à elle-même à vitesse constante.

2°) Tout point de K′ est immobile dans K′; donc, d'après le postulat d'invariance, tout point de K′ se meut, relativement au milieu K, avec une vitesse constante en grandeur et en direction, et celle-ci, qui est égale à

$$v_x = \frac{a'_{14}}{a'_{44}}, \quad v_y = \frac{a'_{24}}{a'_{44}}, \quad v_z = \frac{a'_{34}}{a'_{44}},$$

ne change pas d'un point à l'autre. Cela veut dire que chacun des milieux est animé, par rapport à l'autre, d'un mouvement de translation uniforme et rectiligne.

3°) Si un corps C, jugé rigide par le milieu K, possède, par rapport à K, un mouvement uniforme de translation rectiligne, ce corps apparaitra aussi rigide à K′ et animé pareillement

d'une translation rectiligne uniforme qui peut d'ailleurs être différente de la première.

Considérons, en effet, deux points $(x_1\ y_1\ z_1)$ et $(x_2\ y_2\ z_2)$ mobiles dans K; la supposition que leur ligne de jonction se déplace sans tourner équivaut à

$$x_2 - x_1 = \text{const.}, \quad y_2 - y_1 = \text{const.}, \quad z_2 - z_1 = \text{const.}$$

On tire de là, par différentiation,

$$v^1{}_x = v^2{}_x \quad v^1{}_y = v^2{}_y \quad v^1{}_z = v^2{}_z\,,$$

les vitesses v^1 et v^2 étant estimées au même temps du système K. Si on suppose, en outre, v^1 invariable quand ce temps varie, les formules de transformation des vitesses donneront immédiatement

$$(v')^1 = \text{constante par rapport à } t', \text{ puis}$$

$$(v'_x)^1 = (v'_x)^2, \quad (v'_y)^1 = (v'_y)^2, \quad (v'_z)^1 = (v'_z)^2\,;$$

ces relations démontrent la translation rectiligne uniforme de C, au regard de K'.

Si la translation cessait d'être uniforme par rapport à K, C ne semblerait plus rigide à l'observateur K', à cause de la différence des temps t et t'.

4° Prenons, à la place de C, le milieu K lui-même. Dans K, C est en repos ; donc K, vu par K', est encore rigide. De même K' apparaît rigide à l'observateur K ; seulement les formes des deux milieux auront changé avec le point de vue ; il est aisé de voir comment, en reprenant les formules (16) et (16').

Soient X' Y' Z' les composantes d'un vecteur $\overline{M'_1 M'_2}$ appartenant au second milieu, X, Y, Z les composantes de ce même vecteur tel qu'il apparaît à K. Les formules de transformation d'un des vecteurs dans l'autre se tirent, en faisant dans (16) t = const, et supprimant les termes constants tels que $a_{14}\, t + a_{15}$, etc. Il vient ainsi :

$$\left.\begin{aligned} X' &= a_{11}\, X + a_{12}\, Y + a_{13}\, Z\,, \\ Y' &= a_{21}\, X + a_{22}\, Y + a_{23}\, Z\,, \\ Z' &= a_{31}\, X + a_{32}\, Y + a_{33}\, Z\,. \end{aligned}\right\} \text{(T)} \qquad (17)$$

Ces formules représentent un tenseur T [1] par le moyen duquel

[1] J'emploie ici la terminologie du calcul vectoriel.

K déforme K′ quand il en fait la géométrie à l'aide de sa notion du temps.

De la même manière, lorsque K′ observe K, il déforme K à l'aide d'un tenseur T′ représenté par les formules

$$\left.\begin{array}{l} X = a'_{11}\, X' + a'_{12}\, Y' + a'_{13}\, Z', \\ Y = a'_{21}\, X' + a'_{22}\, Y' + a'_{23}\, Z', \\ Z = a'_{31}\, X' + a'_{32}\, Y' + a'_{33}\, Z'. \end{array}\right\} (T') \qquad (17')$$

Chacun de ces tenseurs de déformation définit une transformation affine. On connaît le caractère géométrique de ce genre de transformation qui fait correspondre à une sphère d'un des milieux un ellipsoïde dans l'autre.

§ 8. *Postulat de Symétrie et de Réciprocité.*

Ce dernier postulat, qui achèvera de déterminer les relations (16) et (16′), consiste dans la double propriété que voici :

a) Si q est la vitesse attribuée par K′ au milieu K, K attribue aussi la vitesse q au milieu K′.

b) Les deux tenseurs T et T′ de déformation sont identiques quand on les considère intrinséquement, c'est-à-dire abstraction faite de leur position. En outre, chacun de ces tenseurs doit se déterminer exclusivement par la vitesse que possède le système mobile relativement au système témoin.

L'effet du postulat est donc d'établir une symétrie parfaite entre les deux mondes qui se voient passer, de sorte qu'aucun des caractères appartenant à l'un ne manque à l'autre et ne puisse servir à l'en distinguer.

Pour obtenir les formules (16) et (16′) qui réalisent cette symétrie, commençons par supprimer les termes constants $a_{15} \ldots a_{45}, a'_{15} \ldots a'_{45}$. C'est là une hypothèse indifférente qu'on peut toujours adopter en faisant correspondre dans les deux milieux les événements initiaux $x, y, z, t = 0$ et $x', y', z', t' = 0$. Récrivons ensuite les systèmes (16) et 16′) sous la forme

$$\left.\begin{array}{l} x = ax' + by' + cz' + dt, \\ y = a'x' + b'y' + c'z' + d't, \\ z = a''x' + b''y' + c''z' + d''t, \end{array}\right\} (18)$$

$$\left.\begin{aligned} x' &= \alpha x + \beta y + \gamma z + \delta t', \\ y' &= \alpha' x + \beta' y + \gamma' z + \delta' t', \\ z' &= \alpha'' x + \beta'' y + \gamma'' z + \delta'' t'. \end{aligned}\right\} \quad (18')$$

Orientons dans K le système d'axes de manière à rendre OX parallèle à la vitesse de K′, et de même, orientons dans K′ le système d'axes de manière que $\overline{O'X'}$ soit parallèle à la vitesse de K.

Alors les deux hypothèses

$$x' = \text{const.}, \quad y' = \text{const.}, \quad z' = \text{const.}, \quad t = \text{variable},$$

et

$$x = \text{const.}, \quad y = \text{const.}, \quad z = \text{const.}, \quad t' = \text{variable}.$$

devront donner respectivement

$$\frac{dx}{dt} = q, \quad \frac{dy}{dt} = \frac{dz}{dt} = 0,$$

et

$$\frac{dx'}{dt'} = q, \quad \frac{dy'}{dt'} = \frac{dz'}{dt'} = 0.$$

Il est aisé de voir par là que ces formules (18) et (18′) ont en réalité la forme suivante,

$$\left.\begin{aligned} x - qt &= ax' + by' + cz', \\ y &= a'x' + b'y' + c'z', \\ z &= a''x' + b''y' + c''z', \end{aligned}\right\} \quad (19)$$

$$\left.\begin{aligned} x' - qt' &= \alpha x + \beta y + \gamma z, \\ y' &= \alpha' x + \beta' y + \gamma' z, \\ z' &= \alpha'' x + \beta'' y + \gamma'' z. \end{aligned}\right\} \quad (19')$$

Ce système étant surabondant il faut naturellement que les six équations soient compatibles.

La condition *a)* est satisfaite. Passons à *b)*, et considérons les deux tenseurs de déformation, par lesquels les milieux K et K′ se déforment l'un l'autre ; ce sont respectivement T et T′, ou

$$\left.\begin{aligned} x &= ax' + by' + cz', \\ y &= a'x' + b'y' + c'z', \\ z &= a''x' + b''y' + c''z', \end{aligned}\right\} \text{T} \quad (19'')$$

$$\left.\begin{aligned} x' &= \alpha x + \beta y + \gamma z, \\ y' &= \alpha' x + \beta' y + \gamma' z, \\ z' &= \alpha'' x + \beta'' y + \gamma'' z. \end{aligned}\right\} (\text{T}') \quad (19''')$$

Chacun de ces tenseurs doit être de révolution, et à la position près, il faut qu'ils soient identiques.

Si donc le vecteur (x', y', z') tourne autour de OX', son associé par T doit tourner du même angle et dans le même sens, autour de OX; soient OA' le premier vecteur, et OA = T (OA') le second. En prenant OA' sur OX', il ne change pas en tournant, donc OA est aussi sur OX; c'est dire que l'hypothèse $y' = z' = 0$, faite dans le tableau T, doit entraîner $y = z = 0$. On a donc $a' = a'' = 0$; puis, en raisonnant sur T' comme sur T, $\alpha' = \alpha'' = 0$. Ensuite les deux dernières formules des deux tableaux devant être les résolutions l'une de l'autre, le déterminant $b' c'' - c' b''$ sera différent de zéro.

Supposons maintenant que OA', perpendiculaire sur OX', tourne autour de cet axe; son correspondant OA décrit un cercle autour de OX, et l'ensemble des divers cercles obtenus ainsi en faisant varier le rayon OA' constitue un cône droit, de sommet O et d'axe OX. Mais ce cône n'est que la transformée par T du plan Y'Z', et comme un plan redonne un plan, le dit cône ne peut être que le plan YZ. Ainsi la supposition $x' = 0$, doit donner $x = 0$. On tire de là $b = c = 0$; en outre, puisque les deux tenseurs déforment de la même manière les vecteurs parallèles aux vitesses des milieux, il faut que $a = \alpha$.

Réduisons nos équations (19) et (19') en tenant compte de ces divers résultats, et nous trouvons, en désignant un peu différemment nos coefficients,

$$\left.\begin{array}{ll} x - qt = -ax' & , \\ y \quad = b'y' + c'z' & , \\ z \quad = b''y' + c''z' & , \end{array}\right\} (20) \qquad \left.\begin{array}{ll} x' - qt' = -ax & , \\ y' \quad = \beta'y + \gamma'z & , \\ z' \quad = \beta''y + \gamma''z & . \end{array}\right\} (20')$$

On tire des deux premières la conséquence

$$t - at' = \frac{x\,(1 - a^2)}{q}, \qquad t' - at = \frac{x'\,(1 - a^2)}{q}, \tag{21}$$

d'où il résulte que a doit être positif pour tenir compte du non-retournement dans le temps. On voit, d'après ce signe, que les axes OX et O'X' sont correspondants, mais paraissent opposés aux deux observateurs. Quant à la condition de non-retournement dans l'espace, elle exige que le déterminant des tenseurs T et T' soit positif, ou que $b' c'' - c' b'' < o$.

Pour achever la détermination de nos transformations, reprenons les tenseurs T et T′ et appliquons-les à des vecteurs appartenant aux plans correspondants YZ, Y′Z′. Ces tenseurs se réduisent alors à ceux-ci

$$\left.\begin{aligned} y &= b'y' + c'z', \\ z &= b''y' + c''z', \end{aligned}\right\} (\mathfrak{T}) \qquad \left.\begin{aligned} y' &= \beta'y + \gamma'z, \\ z' &= \beta''y + \gamma''z, \end{aligned}\right\} (\mathfrak{T}')$$

à déterminants négatifs, et qui sont inverses l'un de l'autre. Le postulat de réciprocité veut que ces mêmes tenseurs soient identiques, à la position près, lorsqu'on les considère des points X et X′ placés à l'infini sur les axes opposés OX et OX′. En outre la symétrie exige que les deux tenseurs T et T′ soient de révolution autour de ces axes, ce qui signifie que si un des vecteurs tourne d'un certain angle autour de O, son correspondant tourne d'un angle égal mais opposé autour de ce point.

De là résulte d'abord que les longueurs ne sont pas affectées par nos tenseurs T et T′; nommons ρ celle de OA, c'est aussi celle de OA′. Il y a, d'autre part, toujours une direction invariante à partir de laquelle nous compterons les angles polaires, ω pour $\overline{OA}$, ω' pour $\overline{OA'}$; si on emploie la direction invariante comme axe des y et des y', dans chaque milieu, on a, comme on vient de voir, $\omega' = -\omega$. Les deux vecteurs s'expriment alors ainsi

$$y + zi = \rho e^{\omega i}, \qquad y' + z'i = \rho e^{-\omega i},$$

et les tenseurs $\mathfrak{T}$ et $\mathfrak{T}'$ prennent les formes simples

$$\left.\begin{aligned} y &= y', \\ z &= -z', \end{aligned}\right\} (\mathfrak{T}) \qquad \left.\begin{aligned} y' &= y, \\ z' &= -z. \end{aligned}\right\} (\mathfrak{T}')$$

Les systèmes d'axes sont désormais complètement définis; OY′ est parallèle à OY, OZ′ parallèle à OZ, mais opposé.

En résumé, si nos transformations (16) et (16′), doivent vérifier les postulats de non-retournement ainsi que celui de symétrie et réciprocité, on peut toujours par une orientation convenable des systèmes d'axes dans chaque milieu, amener ces transformations à la forme simple

$$\left.\begin{aligned} x - qt &= -ax', \\ y &= y', \\ z &= -z', \\ t - at' &= \frac{x(1-a^2)}{q}, \end{aligned}\right\} (21) \quad \text{ou bien} \quad \left.\begin{aligned} x' - qt' &= -ax, \\ y' &= y, \\ z' &= -z, \\ t' - at &= \frac{(1-a^2)x'}{q}. \end{aligned}\right\} (21')$$

§ 9. *Vitesse invariante et Postulat de réalité.*

Si, dans le système réduit (21), on supposait la constante a égale à l'unité, on retomberait par l'équation $t = t'$. Les formules reproduiraient de nouveau le groupe de Galilée, avec invariance de l'espace et invariance du temps. Nous laissons ce cas banal de côté, et nous supposons $a \lessgtr \pm 1$.

Si on consulte les formules réduites pour les tenseurs de déformation T et T', on voit que chaque observateur, en regardant l'autre, ne change rien aux dimensions transversales, perpendiculaires à la direction q du mouvement relatif, tandis que toutes les longueurs parallèles à cette direction sont allongées ou diminuées dans le rapport de 1 à a. Quand a est < 1, nous trouvons une diminution ; c'est le phénomène de la contraction de Lorentz-Fitzgerald, d'après lequel le mètre est plus long pour ceux qui l'accompagnent pendant son mouvement que pour ceux qui le voient passer.

De la même manière, prenons l'équation $t' - at = \frac{(1-a^2)x'}{q}$; supposons x' constant et $a < 1$: on voit que l'observateur K' lit sur son horloge des heures plus courtes que celles qu'il lit sur les horloges du milieu K. L'horloge entraînée retarde sur l'autre. Bien entendu, ces affirmations seraient remplacées par leurs contraires dans le cas $a > 1$.

a) *Invariant simultané de deux événements.* Les formules réduites (21) fournissent à l'instant une propriété fondamentale de la transformation de Lorentz. On en tire en effet

$$q^2\,(t^2 - t'^2) = (x + ax')^2 - (x' + ax)^2 = (x^2 - x'^2)\,(1 - a^2)\,,$$

soit

$$x^2 - \frac{q^2}{1-a^2}\,t^2 = x'^2 - \frac{q^2}{1-a^2}\,t'^2\,,$$

ou encore, à cause de (21)

$$x^2 + y^2 + z^2 - \frac{q^2}{1-a^2}\,t^2 = x'^2 + y'^2 + z'^2 - \frac{q^2}{1-a^2}\,t'^2\,.$$

Mais ce sont des changements d'orientation qui ont amené les formules générales à la forme réduite (21), et comme ces changements d'orientation sont sans effet sur les combinaisons

$x^2 + y^2 + z^2$ et $x'^2 + y'^2 + z'^2$, on voit que si les équations générales (16) ont été rendues homogènes par la suppression des constantes $a_{15} \ldots a_{45}$, et si elles vérifient nos différents postulats, ces équations laissent invariante la forme

$$x^2 + y^2 + z^2 - \frac{q^2}{1 - a^2} t^2 ; \tag{22}$$

q est la vitesse relative des deux milieux, a le paramètre de contraction.

Il va sans dire que si on reprenait les formules générales non homogènes, avec des paramètres quelconques $a_{15} \ldots a_{45}$ non nuls, nous aurions à considérer, au lieu de (22), un invariant relatif à deux événements. En dénotant ces événements par les indices 1 et 2, c'est la quantité

$$R = (x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2 + (z_1 - z_2)^2 - \frac{q^2}{1 - a^2} (t_1 - t_2)^2 , \tag{23}$$

qui joue le rôle d'invariant et reste la même, quel que soit le milieu témoin.

b) *Vitesse invariante.* Il est clair que les quantités dx, dy, dz, dt se transforment en $dx', \ldots dt'$ par la transformation *homogène* correspondant à (16) en supprimant les $a_{15} \ldots a_{45}$. On a donc l'invariant

$$dx^2 + dy^2 + dz^2 - \frac{q^2}{1 - a^2} dt^2 = dx'^2 + dy'^2 + dz'^2 - \frac{q^2}{1 - a^2} dt'^2 \tag{24}$$

Dénotons v et v' les vitesses d'un mobile, telles qu'elles apparaissent aux deux observateurs ; on a

$$v_x = \frac{dx}{dt}, \quad v_y = \frac{dy}{dt}, \quad v_z = \frac{dz}{dt}, \quad v'_x = \frac{dx'}{dt'}, \ldots$$

La relation précédente peut donc s'écrire, à cause de

$$v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2, \ldots$$

sous la forme

$$\sqrt{\frac{q^2}{1 - a^2} - v^2}\, dt = \sqrt{\frac{q^2}{1 - a^2} - v'^2}\, dt' , \tag{25}$$

d'où résulte que si

$$v = \frac{q}{\sqrt{1 - a^2}} , \text{ on a aussi } v' = \frac{q}{\sqrt{1 - a^2}} .$$

Cette grandeur $\frac{q}{\sqrt{1-a^2}}$ est donc invariante ; si un mobile se meut dans K avec la vitesse $\frac{q}{\sqrt{1-a^2}}$, il se meut, par rapport à K′, avec cette même vitesse autrement orientée.

La vitesse invariante est unique. Supposons en effet que l'hypothèse $v = u$, entraîne $v' = u$, sans que u soit égal à $\frac{q}{\sqrt{1-a^2}}$; l'identité (25) donne alors $dt = \pm dt'$, et en portant cette valeur dans la dernière des formules réduites (21), on aurait

$$v_x \frac{1-a^2}{q} = 1 \mp a, \quad v_x = \frac{q}{1 \pm a};$$

ceci ne définit qu'un mouvement particulier, de vitesse u, et non pas un mouvement d'orientation arbitraire.

c) *Postulat de réalité.* Tous les postulats qui précèdent sont vérifiés quelle que soit la valeur positive attribuée au paramètre a. Selon qu'elle est choisie plus petite ou plus grande que l'unité, la vitesse invariante est réelle ou imaginaire. Nous admettrons, à titre de nouvelle hypothèse, que c'est le premier cas qui est réalisé, ou $a < 1$. La conséquence en est que si des observateurs immobiles observent du dehors le mouvement d'un corps, les dimensions longitudinales de celui-ci leur paraissent subir la *contraction* de Lorentz.

Nous désignerons la vitesse invariante réelle par la lettre c. On a donc

$$c^2 = \frac{q^2}{1-a^2}, \quad c = \frac{q}{\sqrt{1-a^2}}, \quad a = \sqrt{1 - \frac{q^2}{c^2}}.$$

§ 10. *Le théorème réciproque.*

On a vu que toute transformation du type (16), si on la suppose compatible avec nos divers postulats et qu'on l'ait rendue homogène en la débarrassant des paramètres constants $a_{15} \ldots a_{45}$, est une de celles qui laissent invariante la forme

$$x^2 + y^2 + z^2 - c^2t^2, \tag{26}$$

la constante c étant convenablement choisie.

Je dis que, réciproquement, toute transformation de cette forme en elle-même satisfait le postulat de réciprocité et symétrie si elle vérifie ceux de non-retournement dans l'espace et dans le temps.

En effet, posons $ct = l$, et envisageons le polynôme

$$l^2 - x^2 - y^2 - z^2, \tag{27}$$

qu'on rencontre dans l'étude du mouvement non-euclidien de l'espace de Lobatchewski.

Soient, dans un tel espace, OXYZ un système d'axes rectangulaires, M un point à la distance $OM = r$ de l'origine, suivant une direction repérée à l'aide des angles α, β, γ qu'elle forme avec les axes. On sait que les coordonnées du point M sont les quatre quantités

$$l = chr, \quad x = shr \cos \alpha, \quad y = shr \cos \beta, \quad z = shr \cos \gamma,$$

qui vérifient les conditions

$$l > 0, \quad l^2 - x^2 - y^2 - z^2 = 1.$$

Changeons le système d'axes, nous aurons des coordonnées analogues l', x', y', z', donnant de même

$$l' > 0, \quad l'^2 - x'^2 - y'^2 - z'^2 = 1.$$

Les nouvelles coordonnées sont liées aux anciennes par des relations linéaires qui laissent intactes le signe de l et, en même temps, la forme du polynôme $l^2 - x^2 - y^2 - z^2$. Ecrivons ces relations

$$\begin{aligned} x' &= b_{11}\, x + b_{12}\, y + b_{13}\, z + b_{14}\, l, \\ y' &= b_{21}\, x + b_{22}\, y + b_{23}\, z + b_{24}\, l, \\ z' &= b_{31}\, x + b_{32}\, y + b_{33}\, z + b_{34}\, l, \\ l' &= b_{41}\, x + b_{42}\, y + b_{43}\, z + b_{44}\, l. \end{aligned} \tag{28}$$

La condition $\frac{l'}{l} > 0$, qui doit être vraie quels que soient x, y, z, en particulier pour $x, y, z = 0$, montre que b_{44} est positif. Cela, au point de vue de la relativité, correspond au *non-retournement dans le temps*.

D'autre part, la condition d'invariance du polynôme (27) s'exprime par des relations entre les coefficients b_j, et de ces relations on déduit immédiatement la résolution du système (28) sous la forme

$$\begin{aligned} x &= b_{11}\,x' + b_{21}\,y' + b_{31}\,z' - b_{41}\,l', \\ y &= b_{12}\,x' + b_{22}\,y' + b_{32}\,z' - b_{42}\,l', \\ z &= b_{13}\,x' + b_{23}\,y' + b_{33}\,z' - b_{43}\,l', \\ l &= -b_{14}\,x' - b_{24}\,y' - b_{34}\,z' + b_{44}\,l'. \end{aligned} \tag{28'}$$

Comparons ce système à celui qu'aurait donné la résolution directe de (28); on conclut que le mineur d'un élément quelconque b_{ij} du déterminant D des formules (28) est égal à la quantité $\pm\, b_{ji}\,D$, le signe étant $\pm$ selon que le nombre 4 figure un nombre pair ou impair de fois dans le couple (ij) des indices. Mais tout déplacement non euclidien est compris dans un groupe de déplacements; pour ce motif le déterminant D, qui doit être ± 1 à cause de la propriété d'invariance de (27), ne peut être négatif. Le mineur de b_{44} est donc égal à b_{44} lui-même; il est positif. Cette nouvelle propriété correspond au *non-retournement dans l'espace* du principe de relativité.

Réciproquement on peut dire que toute transformation de (27) en elle-même, à déterminant $D = +1$, satisfait à l'un des postulats de non-retournement si elle vérifie l'autre; en même temps elle est identique à un déplacement non-euclidien d'un corps solide dans l'espace de Lobatchewski.

Pour démontrer qu'une telle transformation vérifie le postulat de symétrie, il suffit de remarquer qu'en faisant tourner les axes OXYZ et O'X'Y'Z' autour de leurs centres respectifs, ce changement d'orientation permet de ramener le déplacement dont il s'agit à une simple translation le long du segment $\overline{OO'}$. Il est aisé d'obtenir les formules réduites auxquelles on est ainsi conduit.

Prenons OO' comme axe OX, O'O comme axe O'X'; OY et O'Y' tous deux perpendiculaires à OO' dans le même sens et le même azimuth; OZ et O'Z' à angle droit, dans le sens direct, sur les premières arêtes de leurs trièdres respectifs. Les formules cherchées, identiques à celles d'une translation, s'établissent immédiatement; ce sont

$$\begin{aligned} x &= -x'chr + l'shr, & x' &= -xchr + lshr, \\ y &= y' \qquad\qquad\;\;, & y' &= y \qquad\qquad\;\;, \\ z &= -z' \qquad\qquad\;\;, & z' &= -z \qquad\qquad\;\;, \\ l &= -x'shr + l'chr, & l' &= -xshr + lchr, \end{aligned}$$

Sauf la différence des notations elles coïncident avec le ta-

bleau (21) du paragraphe 8 ; dès lors les tenseurs de déformation ont bien évidemment les propriétés de symétrie et réciprocité qui appartiennent à (20) et qu'il s'agissait de retrouver. Cette symétrie résulte, on le voit, comme une conséquence nécessaire, de l'invariance du polynôme (27) combinée avec les principes de non-retournement.

La transformation (16) est définie intrinséquement à l'aide des quantités q et a qui lui correspondent. La détermination de ces quantités sur les seules formules (16) et (16′) n'offre aucune difficulté. En effet q est la vitesse d'un point quelconque d'un des milieux relativement à l'autre. On n'a donc qu'à différentier (16), ou (16′), en laissant x', y', z', ou x, y, z constants, pour trouver

$$q^2 = \left(\frac{dx}{dt}\right)^2 + \ldots = \frac{a_{14}^2 + a_{24}^2 + a_{34}^2}{a_{44}^2} = \frac{a'^2_{14} + a'^2_{24} + a'^2_{34}}{a'^2_{44}}.$$

D'autre part, a est la contraction qu'un volume V′ appartenant au milieu K′ paraît subir quand on considère ce volume au point de vue de K. Soit V ce qu'il est devenu, et Δ le déterminant du tenseur de déformation correspondant à (16). On a

$$V' = \Delta V, \quad \text{donc} \quad a = \frac{1}{\Delta}.$$

Observation finale. Ayant obtenu l'une des transformations de Lorentz, comme seule impliquée par nos divers postulats, nous sommes arrivés au terme de notre étude. Une dernière remarque pour conclure.

L'existence de la vitesse invariante est un fait d'une extrême importance pour la théorie de la relativité ; c'est ce fait qui permettra de sortir des généralités abstraites où nous sommes cantonnés dans cet essai. On sait en effet que, pratiquement, le milieu de référence K est chronométré par la méthode des signaux optiques ; en outre l'expérience de Michelson et Morley a prouvé l'égalité de divers systèmes de référence animés par rapport au premier d'une translation uniforme. Le chronométrage du second milieu doit donc être tel qu'il y ait une vitesse invariante, celle de la lumière ; et si on admet la forme

linéaire des équations de passage, on en conclut nécessairement la réciprocité et la symétrie. Si on pose en outre, comme un fait, qu'aucun corps ne peut prendre une vitesse plus grande que celle de la lumière, on pose du même coup le postulat de non-retournement dans le temps, lequel, combiné avec le premier principe, entraîne le postulat de non-retournement dans l'espace. Ici, bien entendu, la vitesse de la lumière c est une donnée ; on a donc entre la vitesse du milieu mobile, et la contraction dont il est le siège, l'équation

$$a^2 = 1 - \frac{q^2}{c^2}.$$

Qu'on prenne maintenant plusieurs milieux mobiles K', K",... chacun lié au milieu K par l'une des transformations de Lorentz ; toutes ces transformations, laissant invariante la forme $x^2 + y^2 + z^2 - c^2 t^2$, forment un groupe continu. Ainsi, la relativité, avec ses diverses propriétés, aura lieu non seulement quand on passe de K à un quelconque de ces milieux mobiles, mais aussi de l'un à l'autre de ces mêmes milieux. L'idée la plus nette qu'on puisse se faire de la constitution de ce groupe de transformations consiste à l'interpréter comme équivalent aux déplacements non-euclidiens d'un corps solide dans l'espace, ainsi que l'a exposé M. Varićak dans différents mémoires [1].

[1] Voir, par exemple, *Jahresbericht d. Deutsch. Math. Ver.*, 1912, p. 103.

NOUVELLES RECHERCHES

SUR LES

FERMENTS OXYDANTS

PAR

R. CHODAT

VI

LA TYROSINASE EST AUSSI UNE DÉSAMIDASE

PAR

R. Chodat et K. Schweizer

L'un de nous a montré [1] que la réaction du crésol-azur qui est générale pour les acides aminés, les peptides, les polypeptides et les matières protéiques solubles, en présence d'un phénol et plus particulièrement du p. crésol n'est pas une action catalytique en ce qui concerne ces peptides mais ne se fait complètement que si, à une molécule de p. crésol, on ajoute un multiple de glycocolle, d'alanine, etc. La conclusion était que ces acides aminés et leurs produits de condensation, les polypeptides entrent en réaction pour former la matière colorante, rouge ou bleue, dont il a été question.

Ces résultats l'ont amené à l'hypothèse que la tyrosinase agit, dans ce cas, comme une oxydo-desamidase. Partant de cette supposition, il a entrepris avec la collaboration de M. K. Schweizer une série d'expériences dont nous allons donner ci-après l'énumération et dont le résultat suggère des conceptions nouvelles sur le rôle des ferments oxydants, et

[1] R. Chodat, Nouvelles recherches sur les ferments oxydants, IV et V, *Archives,* IV[e] Période, XXXIII (1912), 70-95, *Ibid.* (1912), 225-348.

plus particulièrement de la tyrosinase, dans l'économie de la cellule vivante.

Nous avons commencé ces recherches en partant de la glycine, et en essayant de l'oxyder par la tyrosinase extraite des pelures de pommes de terre, selon la méthode décrite autre part. Cette tyrosinase de pomme de terre est faible, mais elle a l'inestimable avantage d'être plus pure que celles qu'on extrait des champignons (Russules ou Lactaires) qui est souillée par de la laccase ou par des acides aminés.

Nous avons tout d'abord essayé son action sur le réactif p. crésol- acide aminé ; elle s'est trouvée aussi active que celle utilisée par R. Chodat dans ses précédentes recherches.

Dans toutes nos expériences, nous nous sommes arrangés de manière à maintenir la concentration de l'acide aminé semblable à celle précédemment utilisée. Nous reviendrons ultérieurement sur cette question de la concentration.

De deux choses l'une, ou la tyrosinase a une action oxydante sur les acides aminés ou elle n'en a pas. Dans le premier cas, et en partant du glycocolle, on peut faire les suppositions suivantes :

$$\begin{array}{l} CH_2\,NH_2 \\ | \\ COOH\,. \end{array} + O - \begin{array}{l} HC\,OH + NH_3 \\ \\ COO \end{array} = H_2CO + NH_3 + CO_2$$

il se formerait de l'aldéhyde formique, de l'acide carbonique et de l'ammoniaque. Si l'oxydation se continue, il peut se former de l'acide formique HC OOH soit parce que le ferment oxydant aurait le pouvoir d'oxyder l'aldéhyde formique, soit parce qu'interviendrait la réaction de Cannizaro, une molécule d'aldéhyde réagissant sur une autre molécule d'aldéhyde, il y aurait formation en présence de l'eau. d'alcool méthylique et d'acide formique.

Enfin, on pourrait supposer la production d'acide glyoxylique.

Nous nous sommes tout d'abord attachés à rechercher l'aldéhyde formique et l'ammoniaque.

Remarquons tout de suite que soit l'ammoniaque, soit l'aldéhyde formique, sont des corps susceptibles de réagir très faci-

lement. Ainsi l'aldéhyde formique entre en réaction avec le groupe amino des acides aminés [1].

D'autre part, les produits supposés de cette oxydation peuvent entrer en réaction. Le CO_2 forme avec l'ammoniaque du carbonate d'ammonium, l'ammoniaque en présence du formaldéhyde comme en présence des aldéhydes en général se combine pour former l'aldéhyde ammoniaque correspondante. Enfin, les aldéhydes par leurs fonctions réductrices peuvent contrebalancer l'action oxydante du ferment. On conçoit que cette réaction ne puisse progresser très loin si par un dispositif approprié on ne s'arrange à éliminer l'un ou l'autre ou les deux produits principaux de la réaction.

Partant de l'observation que la tyrosinase n'agit habituellement qu'en milieux neutres ou faiblement alcalins, nous avons choisi l'eau de chaux pour faciliter la réaction. L'eau de chaux a en outre l'avantage de combiner l'acide carbonique supposé se dégager dans la réaction. Soit qu'il se forme du carbonate de calcium, soit qu'il se forme avec l'acide aminé, en présence de l'eau de chaux, le dérivé de l'acide carbamique étudié par Siegfried [2] :

$$\begin{array}{l} \qquad\qquad\quad H \\ R - N < \\ | \qquad\qquad COO \\ | \qquad\qquad\quad / \\ COO - Ca \end{array}$$

Parmi les réactifs qui permettent de reconnaitre l'aldéhyde formique, nous avons utilisé :

1° son action sur le nitrate d'argent ammoniacal.

2° La réaction de Rimini, modifiée et décrite par Schryver [3]. Elles consiste à faire deux solutions à 1 %, l'une de chlorure

[1] Trilliat. Sur les propriétés antiseptiques de la formaldehyde, *Comptes rendus*. 114 (1892), 1278.

Hauser. Ueber Verwendung des Formalins, *Münch. Med. Wochenschr.* (1903) 567.

Sörensen. Enzymstudien, *Biochem. Zeitschr.* 7 (1907) 45.

[2] Siegfried, M. Ueber die Bindung von Kohlensäure durch amphotere Amidkörper. *Zeitschr. f. phys. Chem.* 44 (1905), 85 et 46 (1905), 410.

[3] Schryver, S. B. Photochemical formation of formaldehyd in green Plants, *Proceed of the Royal Soc. Lond.* Ser. B. LXXXII (1910), 227.

de phénylhydrazine dans l'eau, l'autre de ferricyanure de potassium. A 10 ccm. de liquide à essayer, on ajoute 2 cm. de la solution de phénylhydrazine, puis un ccm. de la solution de ferricyanure, puis on acidifie fortement par 5 ccm. d'acide chlorhydrique concentré.

Nous avons au préalable essayé ce réactif en présence de solutions diluées d'aldéhyde formique et reconnu sa grande sensibilité. Lorsqu'il y a de l'aldéhyde formique, la couleur jaune passe rapidement au rose puis au rouge. Si la quantité d'aldéhyde est plus forte, la couleur est rouge fuchsine. Cette réaction étant encore peu connue, il n'était pas inutile d'en donner le détail.

La recherche de l'ammoniaque se fait au moyen du réactif de Nessler ou au moyen du réactif de Trilliat.

Ayant reconnu que les réactifs employés ne donnent pas par eux-mêmes les réactions supposées, nous avons d'abord fait des expériences préliminaires dont le résultat a été positif :

Essai n° 1.	Tyrosinase . .	0,05
	Eau distillée . .	40,0
	Glycocolle. . .	0,20

Essai n° 2. Comme le précédent, mais l'eau remplacée par l'eau de chaux.

Au début, le réactif de Schryver ne donne qu'une couleur jaune d'or. Après 24 h. de contact, la couleur est d'abord jaune puis elle devient rose framboise pure.

Essai n°s 3, 4, 5, 6, 7.

Comme n° 1, mais dans 3 il y a 40 ccm. d'eau de chaux; dans 4, 30 ccm.; dans 5, 20 ccm.; dans 6, 10 ccm. et dans 7, il n'y a que de l'eau (40 ccm.).

Au bout de 24 heures, on peut dans les mélanges eux-mêmes reconnaître l'aldéhyde formique. Nous prélevons 10 ccm. et faisons la réaction comme il a été indiqué plus haut.

La réaction va augmentant de 3 à 5, puis diminue, elle est à peine indiquée (douteuse) pour 7.

On peut aussi rechercher l'aldéhyde formique dans le distillat recueilli dans l'eau froide. On acidifie au préalable par l'acide tartrique. La réaction est parallèle à celle observée

sans distillation mais elle est plus faible. Par contre nous avons reconnu l'acide formique par son action sur le nitrate d'argent : trouble qui noircit rapidement. Dans le distillat obtenu, sans avoir acidifié les solutions, on reconnaît soit par le réactif de Nessler, soit par le réactif de Trilliat, que la quantité d'NH_3 est également plus forte dans le flacon III que dans les autres. Au bout de 48 heures (expériences répétées en double 3, 4, 5, 6, 7) la quantité d'aldéhyde a diminué dans tous les flacons.

Dès lors nous avons utilisé (essai n° 8) pour nos expériences le mélange de 20 ccm. d'eau de chaux et de 20 ccm. d'eau distillée, plus 0,2 gr. de glycocolle et 0,05 gr. de tyrosinase.

Essai n° 8. Comme on vient de l'indiquer.
» n° 9. Id., mais sans tyrosinase.
» n° 10. Id., mais sans glycocolle.

Au bout de 24 heures, distillé après addition d'un peu de magnésie, n° 8, donna une forte réaction d'ammoniaque avec précipité rouge, n° 9, réaction douteuse d'ammoniaque.

Le n° 10, distillé dans les mêmes conditions, fournit une réaction à peine sensible d'NH_3.

Ces essais ayant été faits sans addition d'antiseptiques, nous les avons répétés en ajoutant à chaque flacon quelques gouttes de toluol. (Essais 8^b, 9^b, 10^b.) Résultat (sans distillation) : n° 9^b, en présence du réactif de Schryver, coloration rouge vif ; 8^b et 10^b, aucune teinte rose, donc résultat absolument négatif. — Distillé en présence de magnésie, le distillat donne une forte réaction d'NH_3 pour les n°s 9^b et négative pour 8^b et 10^b. Pour mettre en évidence l'ammoniaque, il faut ajouter une solution de soude caustique. Il y a probablement combinaison de l'ammoniaque avec l'aldéhyde (aldéhyde-ammoniaque).

On a répété ces essais en diminuant le temps : 8 heures, les réactions ont été les mêmes, mais de moitié plus faibles approximativement.

Nous avons ensuite remplacé dans ces essais (10, 11 et 12) l'eau de chaux par une solution de bicarbonate de soude (0,20 : 20 ccm. eau). Résultat : mêmes réactions, mais beaucoup plus faibles.

Enfin nous avons remplacé le bicarbonate de soude par le carbonate de calcium (0,2) (n° 13). Résultat : on peut encore

reconnaître la production d'aldéhyde formique, mais la réaction est excessivement faible.

Il convenait dès lors de rechercher ces mêmes produits dans la réaction si caractéristique de la crésol-tyrosinase en présence des acides aminés et plus particulièrement du glycocolle [1].

Essai n° 14. Nous avons fait des solutions de p. crésol à 1/250 et de glycocolle à 0,75/250. On prenait de la première solution 30 ccm. et 90 ccm. de la seconde (on sait, en effet, que cette proportion est avantageuse), on ajoutait 0,15 gr. de ferment.

Essai n° 15. Comme n° 14, mais l'eau remplacée par un mélange à parties égales d'eau de chaux et d'eau distillée.

Au bout de 16 heures. la formation du crésol-azur est parfaite dans le n° 14; la couleur n'a pas changé dans le n° 15. L'addition d'eau de chaux empêche ainsi la réaction de la tyrosinase sur la tyrosine, sans doute en saturant l'OH en position p. (analogie avec la phénylalanine qui ne fournit pas de colorant avec la tyrosinase).

On distille comme précédemment, mais sans ajouter de magnésie, Il y a une très forte réaction de formaldéhyde (couleur rouge vif, avec le réactif de Schryver) et une très forte réaction d'ammoniaque.

Tandis que le n° 15 ne fournit pas trace d'aldéhyde formique et une réaction douteuse d'ammoniaque.

Enfin, nous avons fait en partant de l'alanine des réactions comparables qui nous ont montré que, vis-à-vis de cet acide aminé aussi, la tyrosinase fonctionne comme ferment : oxydo-désaminase.

Il serait imprudent d'étendre sans autre ces résultats à l'ensemble des acides aminés. Remarquons tout d'abord que si la tyrosinase, dans certaines conditions les attaque tous, ce qui est démontré par la réaction de Chodat il n'est pas probable que le produit d'oxydation désamidé soit toujours de l'aldéhyde formique, sauf dans le cas du glycocolle. La recherche de l'aldéhyde formique, dans la fermentation de l'alanine par la tyro-

[1] R. Chodat. Nouvelles recherches sur les ferments oxydants, IV, la crésol-tyrosinase, réactif des peptides, etc., *Archives d. Sc. phys. et nat.* IVe Période, XXXIII (1912) 13.

sinase, a donné un résultat négatif. Nous avons cependant constaté formation d'aldéhyde dans cette réaction. Mais comme nos recherches n'ont pu être faites que sur de petites quantités et n'ont pu être répétées et variées, elles demandent sur ce point à être contrôlées et étendues. Dans le cas de l'alanine qui est désamidé, on peut aussi supposer une oxydation en α avec production d'une cétone, l'acide pyruvique. S'il en était ainsi, on verrait une relation étroite entre cette forme de désamidation et la production d'acide lactique, etc.

Les résultats obtenus à partir du glycocolle pourraient faire supposer une théorie générale de la désamidation avec production d'ammoniaque et d'acide carbonique, accompagnée de la formation d'un produit d'oxydation à un atome de carbone en moins.

Au point de vue de la physiologie animale, on aurait les éléments de la formation de l'urée. La désaminoxydase dégraderait les polypeptides et les acides aminés, non par un simple procès d'hydrolyse, mais par une oxydation dans le sens de la théorie de F. Hofmeister[1].

Rappelons que jusqu'à présent on n'a jamais isolé des tissus une désaminase oxydase proprement dite et que la supposition de l'existence de matières ferments semblables est basée sur des expériences *in vivo,* ou tout au moins sur des expériences faites sur des organes en survie[2].

Il y aura peut-être des difficultés à étendre ces recherches et à leur donner une forme générale[3]. Nous avons déjà dit au début que la réaction ne peut aller bien loin à cause de l'action des produits de la fermentation.

[1] Ueber Bildung des Harnstoffes durch Oxydation. *Archiv f. exp. Pathol.,* 33 (1894), 198.

[2] Bostock, G. D. Sur désamidation (par émulsion de foie et de suc intestinal). *Biochem. Journal*, VI (1911), 48-68.

v. Fürth, O. V.; v. Friedmann; M. Ueber die Verbreitung asparaginspaltender Organfermente. *Biochem. Zeitsch.* 26 (1910), 435-440.

Shibata, K. Ueber d. Vorkommen Amide spaltender Enzyme bei Pilzen. *Hofmeister Beitr.* V (1904), 385.

[3] Cependant nous pouvons déjà annoncer que, dans les mêmes conditions, il se forme du benzaldehyde à partir du phenylglycocolle.

Dans celle du p. crésol-acides aminés avec la tyrosinase il paraît certain qu'une partie au moins de l'aldéhyde formique et de l'ammoniaque (si on part du glycocolle) entre en réaction avec le p. crésol et qu'ils sont ainsi éliminés, ce qui facilite le progrès de l'action du ferment qui devient relativement continu au lieu d'être limité.

Il faudra donc dans la suite de ce travail chercher à éliminer au fur et à mesure de leur production les produits de la réaction en leur fournissant l'occasion d'entrer en combinaison. Il est hors de conteste que, dans l'organisme, la plupart des actions ferments peuvent se continuer sans arriver rapidement à un équilibre, grâce au déplacement de ce dernier par élimination des produits.

Mais pour nous en tenir à nos résultats, relatifs au glycocolle, nous voyons dès maintenant une espèce de respiration de matières azotées, aboutissant à l'aldéhyde formique et à l'acide formique en présence de l'ammoniaque. Nous nous approchons ainsi du formiate d'ammonium, du formamide et par élimination d'eau, phénomène si général dans les procès physiologiques qu'il est inutile d'insister, de l'acide cyanhydrique.

Il faut donc se garder de penser que la présence d'aldéhyde formique dans les tissus soit toujours une indication d'une photosynthèse par la chlorophylle, puisque, à partir du glycocolle, ce corps se forme si facilement.

Un autre résultat est l'analogie qu'il y a entre l'action de notre ferment sur le glycocolle et l'action de l'eau oxygénée sur le même corps[1]. Ainsi se marque de nouveau le parallélisme que nous avons montré exister, et qui est actuellement généralement admis, entre les ferments oxydants et un système composé d'un peroxyde et un accélérateur : peroxyde-peroxydase (v. Chodat et Bach. *Ber.* 36 (1903), 600).

Dans un prochain Mémoire nous donnerons la suite des recherches que nous nous proposons de continuer sur ce sujet.

[1] Dakin, H. D. The oxydation of amino-acids. *Journ. Biol. Chem.* I (1906), 171, et *ibid.* 271 et les années suivantes 1906-1911. Dakin a trouvé dans l'oxydation du glycocolle par l'eau oxygénée, l'aldéhyde formique et l'acide glyoxylique.

NOTES SUR LES AZOMÉTHINES

ET LES

COLORANTS AZOÏQUES

PAR

Camille-G. VERNET

(Résumé d'une thèse de doctorat présentée à l'Université de Genève)

I. *Sur quelques Azométhines dérivées des diamines aromatiques*

Les azométhines, aussi nommées bases de Schiff ou aniles, sont des corps résultant de l'action des aldéhydes aromatiques sur les amines primaires aromatiques, toutefois, comme nous le verrons plus loin, la condensation de ces aldéhydes avec les amines ne donne pas dans tous les cas l'azométhine cherchée ou du moins l'azométhine normale qui doit se former par élimination d'une ou plusieurs molécules d'eau, suivant que l'on opère avec des mono- ou des diamines. Ce sont le plus souvent des corps colorés qui peuvent même être colorants. Ces propriétés proviennent de la présence dans leur molécule du groupe chromophore —N=CH— nommé azométhine et dont les deux valences libres sont reliées à des noyaux aromatiques. L'examen de ce groupe nous amène forcément à comparer les azométhines aux azoïques, caractérisés par le chromophore —N=N— et dont elles dérivent par remplacement d'un atome d'azote par le groupe méthine CH. Tandis que les azoïques les plus simples sont déjà fortement colorés et que leurs dérivés sont de vrais colorants, les dérivés azométhines correspondants, du type de la benzylidène-aniline, sont beaucoup moins colorés et ne peuvent avoir aucun emploi pratique comme colorants. Elles se scindent, en effet, avec la plus grande facilité en

leurs constituants sous l'action des acides, des alcalis et même de l'eau. L'azobenzène, comparé à la benzylidène-aniline, montre combien la substitution d'un CH à un N du groupe azoïque diminue la coloration et la stabilité; le premier est jaune-orangé, le second jaune-clair presque blanc. Remplaçons enfin deux atomes d'azote par deux groupes méthines et nous aurons un corps incolore, le stilbène, $C_6H_5 - CH = CH - C_6H_5$.

Les principaux représentants de la classe de corps sus-citée préparés jusqu'à présent se ramènent à deux chromogènes qui sont jaune-clair; ce sont :

$$C_6H_5-\overset{H}{\overset{|}{C}}=N-C_6H_5$$

benzylidène-aniline

$$C_6H_5-\overset{H}{\overset{|}{C}}=N-C_6H_4-N=\overset{H}{\overset{|}{C}}-C_6H_5$$

di-benzylidène-p-phénylène-diamine

On peut se représenter les autres membres de cette classe comme en dérivant par remplacement de l'hydrogène du noyau par des groupes auxochromes.

L'étude de l'influence des différents groupes, tels que OH, NH_2, NO_2, etc., sur la coloration des azométhines a démontré d'une façon générale que la présence du groupe nitro dans le composé aldéhydique provoque une augmentation de coloration, l'influence du groupe diméthylamido est plus faible pour des positions correspondantes. La présence des auxochromes OH et $N(CH_3)_2$ dans le composant aminé augmente de même la coloration, cette action est prépondérante pour le groupe $N(CH_3)_2$.[1]

Il n'y a jusqu'à présent que quelques cas où l'on ait pu obtenir des dérivés de diamines comme la p-phénylènediamine, la benzidine, etc., avec une seule molécule d'aldéhyde. Barzylowsky[2] en signale un, dérivé de la benzine et de la paranitro-

[1] *Ann. Chim. Phys.* 8e Série, 533.

[2] *J. R.* 23, 68.

benzaldéhyde, mais sa constitution ne semble pas nettement définie. Nous verrons dans la suite quelque cas de ce genre.

N—H

H—C— —NO_2

N—H

ou

N=C— —NO_2

H

NH_2

Comme nous l'avons signalé plus haut, la condensation de l'amine et de l'aldéhyde ne donne pas toujours une azométhine normale, mais quelquefois des produits d'addition colorés, comme c'est le cas, par exemple, pour les produits de condensation des trois nitro-benzaldéhydes : ortho, méta et para, avec l'ortho et le p-amido-phénol lorsque l'opération se fait dans des conditions normales. D'une façon générale, on a constaté que la présence d'un groupe acide est défavorable à l'élimination d'eau dans des condensations de ce genre. A côté de ces produits d'addition on obtient dans certains cas des produits non homogènes où l'on trouve deux corps de couleur différente. Manchot[1] a démontré d'une façon certaine que ce sont là des phénomènes d'isomérie ; cet auteur a constaté que par l'action de certaines o-oxyaldéhydes, comme l'aldéhyde salicylique, l'aldéhyde para-homo-salicylique, l'α-aldéhyde du β-naphtol sur les amines ou leurs dérivés, comme l'éther éthylique de l'acide paramido-benzoïque, l'aniline, le paramido-phénol, on obtenait des azométhines de deux couleurs différentes, avec des points de fusion et des réactions différentes, tandis que si le groupe OH de l'aldéhyde est éthérifié, il n'obtient qu'une seule modification. Il en a conclu qu'il y avait là un phénomène d'isomérie provenant de l'hydrogène du groupe hydroxyle et il a attribué à la modification la plus foncée la forme quinonique et à la mo-

[1] *A*. 388. 103.

dification la plus claire la forme phénolique. Avec l'aldéhyde salicylique et l'éther éthylique de l'acide p-amido-benzoïque il obtient :

$$\mathrm{H_4C_6(OH)-CH=N-C_6H_4-COOC_2H_5}$$

jaune

$$\mathrm{H_2\ (H)_2C_6(H)(=O)-CH=N-C_6H_4-COOC_2H_5}$$

rouge

ou plus probablement

$$\mathrm{C_6H_4(=O)=C(H)-N(H)-C_6H_4-COOC_2H_5}$$

A partir des diamines suivantes: diamido-diphénylamine, 3.3'-diamido-carbazol, trans-ortho-diamido-stilbène, p-diamido-stilbène, benzidine-Sulfone, mono-nitro-benzidine, méta-dinitro-benzidine, nous avons préparé les azométhines qu'elles forment avec la benzaldéhyde, la p-nitro-benzaldéhyde, la diméthylparamido-benzaldéhyde et l'aldéhyde ortho-oxymétaméthoxybenzoïque ou ortho-vanilline. On peut dire en général que toutes les azométhines décrites ici se forment quantitativement, la quantité d'azométhine obtenue dépend de la façon dont on conduit la condensation et en particulier de la dilution des solutions employées et des dissolvants; plusieurs se déposent directement à l'état cristallin.

Dérivés de la diamido-diphénylamine. — Ils s'obtiennent facilement à partir des quantités théoriques des composants par

condensation en solution alcoolique à la température du bain-marie; elles ont toute la constitution normale:

N=C<H X

NH

N=C<H X

où X représente le reste aldéhydique.

Dérivés du 3.3′-diamido-carbazol. — Le 3.3′-diamido-carbazol étant insoluble ou du moins trop peu soluble dans l'alcool, il faut opérer soit en solution de nitrobenzène soit par voie sèche. La di-benzylidène-3.3′-diamido-carbazol a été obtenue en ajoutant directement la base sèche à une solution alcoolique de benzaldéhyde, le dérivé de la p.-nitro-benzaldéhyde a été préparé en solution de nitro-benzène, celui de la diméthylpara-mido-benzaldéhyde et celui de l'ortho-vanilline par voie sèche, c'est-à-dire par fusion au bain d'huile du mélange des deux composants. Tous ces corps sont des azométhines normales.

—N=C<H X

HN

—N=C<H X

Dérivés du trans-ortho-diamido-stilbène. — Ils ont été obtenus par condensation au bain-marie des quantités théoriques des deux composants en solution alcoolique. Ils contiennent tous, deux molécules d'aldéhyde pour une molécule de l'amine.

$$
\begin{array}{c}
C_6H_4-N=C\begin{smallmatrix}H\\X\end{smallmatrix}\\
|\\
CH\\
\|\\
CH\\
|\\
X\!\!\begin{smallmatrix}\\H\end{smallmatrix}\!\!>C=N-C_6H_4
\end{array}
$$

Dérivés du p.-diamido-stilbène. — On utilise une solution de p.-diamido-stilbène dans un mélange de nitro-benzène et d'alcool absolu ou dans le nitro-benzène seul; la di-benzylidène-p.-diamido-stilbène et la di-paranitro-benzylidéne-p.-diamido-stilbène ont été obtenues en introduisant dans la solution sus-citée une solution de l'aldéhyde dans l'alcool absolu. La di-diméthylparamido-benzylidène-p.-diamido-stilbène et la di-2.3-oxyméthoxybenzylidène-p.-diamido-stilbène ont été préparées par voie sèche en chauffant au bain d'huile vers 200° les quantités théoriques des deux corps. La formule générale de ces produits est :

$$
\begin{array}{c}
N=C\begin{smallmatrix}H\\X\end{smallmatrix}\\
|\\
C_6H_4\\
|\\
CH\\
\|\\
CH\\
|\\
C_6H_4\\
|\\
N=C\begin{smallmatrix}H\\X\end{smallmatrix}
\end{array}
$$

Le p.-diamido-stilbène est décrit[1] comme étant un produit cristallin brun fondant à 225-226°. Nous avons constaté qu'il

[1] Inaug. Dis. Zurich 1907. 43, B. 23. 1959.
Frdl. VI, 96. 97, B. 6, 328, B. 26, 2232.

est plus que probable que cette coloration est due à une impureté, car la solution chlorhydrique de cette base, traitée par l'hydrosulfite de soude, filtrée et neutralisée par l'ammoniaque, donne un précipité blanc. Ce précipité, séché à 110°, se colore légèrement en brun et cristallise bien du xylène ; il se présente alors sous forme d'aiguilles plates jaunes qui fondent à 231°. Le trans-ortho-diamido-stilbène, traité de la même façon ne subit aucune modification, il reste jaune.

Dérivés de la Benzidine-Sulfone. — Le produit de condensation de la benzidine-Sulfone en solution de nitro-benzène avec l'aldéhyde benzoïque à partir des quantités théoriques des deux corps n'est pas une azométhine normale, comme l'on pourrait s'y attendre. L'analyse montre que seule une molécule d'aldéhyde est entrée en réaction avec l'amine, nous obtenons donc ici une mono-benzylidène-benzidine-Sulfone. La molécule d'aldéhyde est-elle reliée à un seul des groupes amidés ou aux deux simultanément? Rien, pour le moment, ne nous paraît de nature à préférer une formule plutôt que l'autre.

La condensation de la benzidine-Sulfone et de la para-nitrobenzaldéhyde en solution de nitro benzène ne nous a pas donné directement un produit homogène, toutefois une addition de quelques gouttes de pipéridine conduit au but et l'on obtient un corps rouge-brun qui est l'azométhine normale.

Le dérivé benzidine-Sulfone-diméthylparamido-benzaldéhyde n'a pas été préparé par condensation des deux composants en solution, car l'opération conduite de cette manière nous a donné un produit qui s'est montré à l'analyse être un mélange de mono- et de di-diméthylparamido-benzylidène-benzidine-sulfone.

L'azométhine cherchée a été obtenue en introduisant la base dans un excès d'aldéhyde fondue et chauffant quelques instants à l'ébullition. L'excès d'aldéhyde est ensuite éliminé au moyen de l'alcool dans lequel l'azométhine est insoluble.

L'ortho-vanilline se condense sans difficultés avec la benzidine-sulfone en opérant en solution de nitro-benzène, la constitution du produit est celle de l'azométhine normale.

$N=C\langle^{H}$

OH OCH_3

SO_2

OH OCH_3

$N=C\langle^{H}$

Dérivés de la 2-mono-nitro-benzidine.— La di-benzylidène-2-mono-nitro-benzidine se prépare à partir des quantités théoriques des deux composants que l'on condense en solution alcoolique.

Si, au lieu de la benzaldéhyde, on prend la paranitro-benzaldéhyde et que l'on opère de la même façon, on n'obtient pas la di-paranitro-benzylidène-2-mono-nitro-benzidine, mais un produit rouge-brun qui sous le microscope se montre nettement formé de deux corps, l'un rouge, l'autre brun. La solubilité de ces deux corps étant la même dans les différents dissolvants, on ne peut les séparer par cristallisation. Une addition de pipéridine ne modifie pas la composition du produit. Au lieu de prendre une molécule de la base et deux de l'aldéhyde, nous avons effectué une condensation avec une seule molécule d'aldéhyde, de la même façon que ci-dessus; nous avons obtenu uniquement le corps rouge. Dès lors nous avons pensé que ce dernier était la mono-, tandis que le corps jaune était la di-paranitro-benzylidène-2.-mono-nitro-benzidine. Cette hypothèse se trouve confirmée par l'analyse et par les deux expériences suivantes.

En chauffant au bain d'huile la mono-nitro-benzidine et la para-nitro-benzaldéhyde à raison d'une molécule de l'une pour deux de l'autre, nous avons constaté qu'il se forme d'abord le corps rouge, qui, en chauffant plus longtemps, se transforme nettement et complètement en un corps jaune.

La même opération avec une molécule de mono-nitro-benzidine et une seule molécule d'aldéhyde nous a donné un corps

rouge qui ne se transforme pas par une action plus prolongée de la chaleur.

Le corps jaune ne permet pas de doute sur sa constitution qui est certainement celle de l'azométhine normale.

$N=C(H)-C_6H_4-NO_2$

$C_6H_3(NO_2)$

C_6H_4

$N=C(H)-C_6H_4-NO_2$

Pour ce qui concerne le corps rouge, on peut faire plusieurs hypothèses sur sa constitution. On peut supposer que la molécule d'aldéhyde est reliée au noyau contenant le groupe NO_2 (I), mais il est plus probable que ne n'est pas le cas et que c'est à l'autre noyau (II) qu'a lieu la condensation. Ce serait alors justement le voisinage de ce groupe NO_2 qui empêcherait le groupe amido voisin d'entrer facilement en réaction. La formule III pourrait aussi être admise, mais elle nous paraît peu probable, car le corps se laisse diazoter en solution chlorhydrique diluée, et, copulé avec l'acide naphtionique donne un colorant teignant la soie en rouge orangé, il contient donc un groupe NH_2 diazotable,

$N=C(H)-C_6H_4-NO_2$ / $C_6H_3(NO_2)$ / C_6H_4 / NH_2 (I)

NH_2 / $C_6H_3(NO_2)$ / C_6H_4 / $N=C(H)-C_6H_4-NO_2$ (II)

N—H

$-NO_2$

H—C— $-NO_2$ (III)

N—H

On pourrait supposer que sous l'influence de l'acide l'azométhine est décomposée et que le colorant obtenu est celui de la mono-nitro-benzidine; ce n'est pas le cas, car ce dernier est un colorant teignant la soie en rouge-vif.

Pour nous assurer que nous n'avions pas à faire ici à deux modifications isomères ou allotropiques, nous avons chauffé à 200° au bain d'huile, dans une éprouvette sèche, une molécule du corps rouge avec une molécule de p.-nitro-benzaldéhyde, ces corps étant bien secs. Nous avons constaté un dégagement d'eau qui ne peut donc provenir que de la condensation du groupe amino avec l'aldéhyde, en même temps le corps rouge devient jaune. Ce produit a été lavé deux fois à l'eau bouillante, nous n'avons trouvé aucune trace d'aldéhyde dans ces eaux de lavage. Il résulte donc que le corps rouge est bien la mono-p.-nitro-benzylidène-2.-mono-nitrobenzidine et que le cas que nous venons de voir n'est ni un phénomène d'isomérie ni un phénomène d'allotropie.

Les dérivés de la 2.-mono-nitro-benzidine avec la diméthylparamido-benzaldéhyde et l'ortho-vanilline se préparent facilement par condensation en solution alcoolique des deux composants dans les proportions théoriques. On obtient ainsi les deux azométhines normales.

Dérivé de la méta-dinitro-benzidine. — Nous avons seulement préparé la di-2.3.-oxyméthoxy-benzylidène-méta-dinitro-benzidine; elle se forme par condensation en solution alcoolique de l'amine avec l'aldéhyde en employant des quantités théori-

ques. Le produit obtenu a la constitution de l'azométhine normale.

```
         H
N = C ⁄ ——— (C6H3)
|            |     |
|           OH   OCH3
(C6H3) — NO2
|
|
(C6H3) — NO2
|           OH   OCH3
|            |     |
N = C ⁄ ——— (C6H3)
         H
```

Pour terminer j'ajouterai que la plupart des corps que nous venons de passer en revue sont très difficilement combustibles; en outre, en employant des quantités d'aldéhydes correspondant à la théorie, la condensation complète des deux groupes NH_2 est quelquefois difficile en solution. Il se forme des traces de composés avec une seule molécule d'aldéhyde, traces que l'on ne peut éliminer par cristallisation et qui influent défavorablement sur les analyses. Il serait peut-être avantageux d'employer comme dissolvants dans des cas de ce genre un excès de l'aldéhyde fondu, que l'on élimine ensuite facilement par un lavage à l'alcool, comme nous l'avons vu une fois dans ce travail.

Dans le tableau suivant, nous résumons les différentes azométhines décrites en indiquant leur point de fusion, leur coloration, le dissolvant employé pour la cristallisation et le dosage d'azote. Nous y ajoutons comme termes de comparaison les dérivés de la benzidine. De l'examen de ce tableau il résulte que l'on ne peut guère constater de grandes différences de colorations en rapport avec la constitution de ces corps et en particulier avec celle des amines employées. Nous remarquerons seulement que l'introduction d'un groupe nitro rend le corps plus foncé que celle d'un groupe amido substitué, ce qui confirme l'étude déjà faite à ce sujet par Möhlau [1].

[1] Buntrock, V, 377, 402.

BASE	BENZALDÉHYDE	PARANITROBENZALDÉHYDE	DYMÉTHYLPARAMIDOBENZALDÉHYDE	ORTHO-VANILLINE
Benzidine	jaune-clair [1] P. F. 231-232°	jaune [2] P. F. 242°	jaune-orangé [3] P. F. 317°	rouge-brique [4] P. F. 232-233°
2. Mononitrobenzidine	jaune-brun, benzène P. F. 157° T. 10, 55. C. 10,37	1 mol. aldéhyde, rouge, xylène P. F. 200-201°. T. 15,59. C. 15,47 2 mol. aldéhydes, jaune, xylène P. F. 205-206°. T. 14,18. C. 14,14	jaune, nitrobenzène-xylène P. F. pas défini T. 14,27. C. 14,25	rouge, toluène P. F. 200° T. 8,68. C. 8,45
Méta-dinitrobenzidine				rouge-brun, nitrobenzène P. F. pas défini T. 10,51. C. 10.33
Benzidine-Sulfone	1 mol. aldhéhyde, jaune, nitrobenzène-xylène P. F. 259-260° T. 8,40. C. 8,38	brun, nitrobenzène-xylène P. F. 302-304° T. 11,00. C. 10,93	jaune, anisol P. F. 318° Soufre. T. 6,33. C. 6,29	jaune-rouge, nitrobenzène P. F. pas défini T. 5,92. C. 5,44
Diamidodiphénylamine	jaunâtre P. F. 184-185° [5]	noir, éclat métal., xylène P. F. 219° T. 15,08. C. 15,053	noir, éclat métal., toluène P. F. 222° T. 13,16. C. 15,18	rouge-brique, xylène P. F. 207-208° T. 9,27. C. 8,99
3.3'Diamidobarbazol	jaune, sulfure de carbone P. F. 186° T. 11,47. C. 11,26	rouge, nitrobenzène P. F. 306-307° T. 15,29. C. 15,11	jaune-brun, xylène P. F. 266-268° T. 15,58. C. 15,25	rouge-brique, nitrobenzène-xylène P. F. 254-255° T. 8,98. C. 9,03
Trans-ortho-diamidostilbène	jaune, benzène-ligroïne P. F. 188° T. 7,27. C. 7,25	rouge-orange, nitrobenzène-xylène P. F. 228° T. 11,99. C. 11.76	jaune, benzène P. F. 227° T. 12,35. C. 11,86	rouge, xylène P. F. 228° T. 6,27. C. 5,85
Para-diamidostilbène	jaune, toluène P. F. 254° T. 7,76. C. 7,25	orangé-rouge, pyridine P. F. 242° T. 10,77. C. 11,76	rouge-jaune, nitrobenzène P. F. 233° T. 11,93. C. 11.86	rouge. xylène-nitrobenzène P. F. 225° T. 6,20. C. 5,86

C. — calculé.
T. — trouvé.

[1] Schiff, B. 11,382. Schiff-Vanni, A. 258-375.
[2] Barzylowsky, J.-R. 23-68.
[3] Sachs-Whittaker, B. 35,1434.
[4] F. Nœlting. *Ann. Chim. Phys.*, 8me série, 533.
[5] Kunz, A. 303-366.

II. *Colorants obtenus directement sur fibre préparée en β-naphtol, au moyen de quelques diamines aromatiques*

Les débuts de cette méthode de teinture remontent à une trentaine d'années environ. C'est à MM. Th. Holliday[1], à Huddersfield, et Fr. Graessler[2], à Cannstadt, que l'on doit l'idée initiale du procédé; les premiers progrès réalisés et qui furent en même temps le point de départ du développement industriel considérable pris aujourd'hui par ce procédé, reviennent à Edouard Ullrich et Horace Kœchlin pour la teinture en pièce et l'impression, ainsi qu'à Erban pour ce qui concerne l'application du procédé sur fil.

Tel qu'il est pratiqué actuellement, le procédé peut se résumer de la façon suivante: le matériel à teindre, soit fil soit tissus, est imprégné de naphtolate de soude, séché et passé dans un bain de diazoïque, au contact duquel il se produit les trois réactions suivantes:

1° Le naphtolate de soude attire de l'eau, cherche à se dissoudre et à se répandre dans le liquide environnant. 2° L'acide du bain de développement s'empare du sodium et précipite le naphtol en partie sur la fibre, en partie dans le bain, sous forme de naphtol libre insoluble. 3° Le diazoïque se lie au naphtolate et, plus lentement sur le naphtol libre, sur la fibre et dans le bain en donnant la laque colorée et insoluble. La production de ces couleurs naphtol-azoïques paraît donc simple et cependant il fallut un assez grand nombre d'années pour la mettre au point. Les deux matières colorantes obtenues sur fibre par copulation avec le β-naphtol qui ont été les plus étudiées et qui sont d'un emploi technique courant, sont le rouge de paranitraniline et le bordeaux d'α-naphtylamine.

Jusqu'ici, les nombreux essais faits en vue de remplacer le β-naphtol sont restés sans résultats pratiques. Chaque recette de bain naphtolique varie, mais d'une façon générale on peut

[1] E. P. 6. Juli 1880.

[2] D. R. P. 14,950. Frdl. I, 547.

admettre comme moyenne une concentration da 25 gr. de β-naphtol au litre; à ce bain on ajoute une certaine quantité de matière grasse, huile ou savon, particulièrement pour la préparation du rouge de paranitraniline, on obtient ainsi un plus beau rouge. Un des inconvénients de ce procédé est que le tissus naphtolé ne se conserve pas et doit être employé rapidement, sinon il brunit et l'on n'obtient plus en impression des blancs purs. Pour remédier à cet inconvénient, Lauber et Caterti [1] ajoutent à la solution de naphtol une solution alcaline d'antimoine, le matériel ainsi préparé se conserve quelques jours, mais cette méthode est chère et ne s'est pas généralisée. Pour éviter à leurs clients les ennuis de la diazotation et supprimer pour eux l'emploi de la glace, les fabriques de matières colorantes se sont efforcées de produire des diazoïques stables qui, par une simple dissolution dans l'eau, sont directement utilisables. Il y eut successivement sur le marché un très grand nombre de ces produits; mais peu d'entre eux sont entrés dans la pratique. Nous n'entreprendrons pas ici leur description et nous citerons seulement les noms commerciaux des plus importants d'entre eux, ce sont le rouge azophore P.N. de Hœchst, le nitrazol C. de Cassella, le rouge de nitrosamine de la B.A.S.F., le bleu azophore D; tous sont des diazoïques stabilisés. Pour donner une idée de leur préparation, examinons par exemple le rouge azophore P.N. qui a pris une grande importance dans la teinture sur fil [2]; on l'obtient en introduisant une partie de nitraniline et de nitrite de soude dans de l'acide sulfurique glacé, addition de sulfate d'alumine et évaporation dans le vide; il se présente sous forme d'une poudre rouge soluble dans l'eau froide. C'est un sel double du genre des aluns qui a peut-être la formule: $(C_6H_4NO_2N_2SO_4H)\ 2\ Al_2\ (SO_4)_3 + aq.$

Les différentes bases qui sont le plus employées, les nuances qu'elles fournissent ainsi que leur emploi principal se trouvent dans le tableau suivant.

[1] D. R. P. 79,802. Frdl. I, 704.

[2] Theorie und Praxis der Garnfärberei mit den Azoentwicklern, von Dr. F. Erban.

BASE	EMPLOI	NUANCE
Métanitraniline	Impression. Rarement en teinture	Jaune orangé
Nitrotoluidine	» » »	Orangé vif
Paranitraniline	» et teinture	Rouge
Nitrophénétidine	» Rarement en teinture	Rose vif
Aminoazobenzène	Teinture	Rouge
Aminoazotoluène	Impression. » »	Rouge grenat
α-Naphtylamine	» et teinture	Bordeaux
Benzidine	» Rarement en teinture	Brun
Tolidine	» » »	»
Dianisidine	» et teinture	Bleu

De ces différentes couleurs quelques-unes seulement sont entrées dans la pratique industrielle. Ce sont la paranitraniline, la nitroluidine, la benzidine. la tolidine. la dianisidine et l'α-naphtylamine. Après le rouge de nitraniline, le plus important de ces colorants est le bordeaux d'α-naphtylamine qui, par suite de la supériorité de sa nuance et de son prix de revient, a supplanté les grenats d'alizarine teints sur mordant de fer et d'alumine avec addition de fuchsine.

Les propriétés générales des colorants azoïques produits directement sur la fibre sont les suivantes :

Sous l'influence des sels métalliques, et plus particulièrement des sels de cuivre, la plupart des colorants que nous venons de voir subissent un changement essentiel dans leurs propriétés. Ce changement se manifeste par une transformation de la nuance, souvent précieuse; il en résulte aussi le plus souvent une augmentation considérable de la solidité.

Tous les membres de cette famille de matières colorantes sont caractérisés par leur grande vivacité et leur richesse de ton; c'est particulièrement le cas pour le rouge de paranitraniline et le grenat d'α-naphtylamine, le premier n'est surpassé que par le rouge turc et ses caractères de grand teint lui ont donné une importance industrielle de premier ordre.

La solidité à la lumière de ces corps n'est dépassée que par les colorants d'alizarine et même le bleu de dianisidine l'emporte à ce point de vue sur l'indigo et sur le bleu d'alizarine.

La résistance au savon est très bonne, les blancs ne se salissent pas au savonnage, ce qui distingue ce bleu des colorants directs.

Sauf pour les couleurs cuivrées, la résistance aux acides est très grande et le chlorure de chaux ne les attaque qu'en présence d'alcali.

Le point faible de tous ces colorants produits sur fibre est de perdre au frottement et par sublimation partielle.

Nous avons préparé un certain nombre de colorants de cette classe au moyen des diamines suivantes : benzidine-sulfone, thiobenzidine, 2.2' diamidocarbazol, 2. mononitrobenzidine, méta-dinitrobenzidine, ortho-dinitrobenzidine, 3.3' diamidocarbazol, ortho- et para-diamidostilbène et nous avons étudié l'influence de la constitution de l'amine sur la coloration obtenue en prenant comme termes de comparaison la benzidine et la diamidodiphénylamine, bases desquelles l'on peut faire dériver par de plus ou moins grandes modifications toutes les amines sus-citées. Nous avons foulardé les tissus avec la solution suivante à laquelle on ajoute quelques grammes d'émétique :

25 gr. β-naphtol.
40 cm^3 NaOH 22° Bé.
25 gr. savon Para.

1000 cm^3.

On sèche et utilise le matériel préparé aussi vite que possible.

La diazotation des amines se fait de façon à obtenir des solutions contenant 20 gr. d'amine au litre. Il faut signaler ici que pour une concentration semblable certaines de ces amines. l'orthodiamidostilbène, par exemple, et l'orthodinitrobenzidine, ne se laissent pas diazoter complètement et l'on n'obtient pas des solutions claires, la solution d'orthodinitrobenzidine employée contenait 2,5 gr. au litre. Il résulte de l'examen du tableau qui suit que l'atome de soufre reliant les deux noyaux phényls de la thiobenzidine influence plus profondément la coloration que le groupe SO_2 de la benzidine-sulfone. Cette dernière donne un brun presque semblable à celui de la benzidine, légèrement plus rouge, tandis que la thiobenzidine donne nettement un brun rouge. Le groupe NH du 2,2' diamidocarbazol modifie aussi fortement la nuance en la faisant passer à

un brun très foncé, presque noir. On remarquera ici que les différences de coloration sont beaucoup plus appréciables suivant la base employée que pour les colorants substantifs que nous verrons dans la suite. Il est donc beaucoup plus facile ici de se rendre compte de l'influence des substituants et de la constitution de la base sur la coloration. Un groupe nitro en méta fait passer le brun de la benzidine au rouge vif; deux groupes nitro, dans cette même position, le font passer à un orange excessivement vif; deux groupes nitro en ortho ont moins d'influence, avec eux nous passons du brun au rouge grenat. Si les deux phényls au lieu d'être relié directement sont reliés indirectement, comme dans le paradiamidostilbène, on obtient un brun très foncé, presque noir; ce dernier corps diffère considérablement de son isomère ortho qui, lui, donne un rouge. Le 3.3′ diamidocarbazol donne une teinture brune plus rouge que celle de la diamidodiphénylamine dont il diffère par la présence d'un anneau de cinq membres. D'une façon générale il semble, d'après ce qui précède, que la substitution d'un atome d'hydrogène par un groupe monovalent a plus d'influence sur la coloration que si deux atomes d'hydrogène sont substitués par un groupe bivalent avec formation simultanée d'un nouveau noyau.

BASE	NUANCE	BASE	NUANCE
Benzidine	brun	Meta-dinitrobenzidène	orangé-vif
Thiobenzidine	brun-rouge	Ortho-dinitrobenzidène	rouge-grenat
Benzidine-sulfone	brun-rougeâtre	Diamidodiphénylamine	brun-rouge
2.2′ Diamidocarbazol	brun-foncé presque noir	3.3′ Diamidocarbazol	brun-foncé presque noir
2. Mononitrobenzidine	rouge-vif	Para-diamidostilbène	brun-foncé presque noir
		Trans-ortho-diamidostilbène	rouge-vif

III. *Colorants substantifs préparés au moyen de quelques diamines aromatiques*

Jusqu'en 1883 on ne connaissait pas de colorants azoïques teignant directement le coton, aussi un grand progrès fut-il réalisé lorsque à cette date l'on découvrit les couleurs de ben-

zidine tirant directement sur coton et dont le premier représentant fut le rouge-congo trouvé par Böttiger. Cette propriété de teindre le coton non mordancé n'était connue à ce moment-là que pour quelques colorants naturels. Ces nouvelles couleurs donnaient en bain alcalin des teintures résistant bien au savon, leur solidité à la lumière par contre laissait à désirer. Malgré ce défaut, ces produits eurent un très grand succès, provoqué surtout par la simplicité de leur emploi et l'économie de main-d'œuvre qui en résultait. En outre, une fois la voie tracée, un grand nombre de couleurs de ce genre ne tardèrent pas à paraître sur le marché et, avec leur production croissante, leur qualité s'améliora aussi.

Je n'entrerai pas ici dans le détail de la théorie des substantifs qui est suffisamment connue et je n'en donnerai qu'un très bref aperçu. Ils dérivent de quelques bases qui ont toutes une certaine analogie de constitution et dont les principales sont : les dérivés du diphényle, la benzidine, ses homologues et ses dérivés; un certain nombre de bases se rapprochant plus ou moins des dérivés diphényliques, comme le p.-phénylènediamine, les dérivés du paradiamidoazobenzol, de l'aniline-azo-p.xylidine, de l'aniline-azo-α.naphtylamine; la diamidodiphénylamine, la diamido-diphénylurée, la diamidodiphénylthiourée, le p.diomidostilbène et son acide disulfonique. Dans toute cette série de corps, les deux groupes amidés se trouvent en position para l'un vis-à-vis de l'autre; c'est donc eu groupement p.diamido-diphényl que les colorants de la benzidine doivent leurs propriétés caractéristiques. En outre, si les dérivés du diphényle sont substitués en méta, ils perdent la propriété de donner des substantifs; si les deux hydrogènes dans cette position par contre sont substitués par un groupe bivalent avec formation simultanée d'un nouveau noyau à cinq membres, les bases ainsi obtenues donnent de nouveau des colorants de la classe du congo. Des amines de ce genre sont, par exemple, les diamidocarbazols, la benzidine-sulfone, la thiobenzidine, le diamino-fluorène. Dans la série de la naphtaline nous trouvons aussi quelques bases susceptibles de fournir des substantifs, ce sont par exemple : la 1.6-diaminonaphtaline et l'acide 1.6-naphtylènediamine-3.7-disulfonique.

Il résulte de ce qui précède que toutes les bases qui donnent des substantifs sont des p.-diamines, et que dans la série diphénylique les positions méta doivent être libres ou reliées par un groupe bivalent. Les nuances des colorants obtenus varient avec l'amine employée et les corps avec lesquels s'effectue la copulation ; d'une façon générale, on peut dire ce qui suit :

Le phénol. l'acide salycilique. l'acide sulfanilique donnent des colorants jaunes ; les acides naphtylaminesulfoniques, des rouges ; les acides naphtol et aminonaphtolsulfoniques, des bleus à violets. L'acide 2. naphtylamine-8. sulfonique donne des couleurs jaunes instables à la lumière et sans valeur pratique ; ce phénomène provient de ce que ces dérivés sont des diazoamidos.

L'affinité pour la fibre, la résistance à l'air et à la lumière varient avec la nature des colorants, d'une façon générale, les dérivés des acides naphtolmonosulfoniques ont une affinité plus grande pour la fibre que les acides disulfoniques correspondants ; les produits provenant des dérivés α de la naphtaline sont toujours plus forts que ceux provenant des dérivés β correspondants.

Enfin les colorants qui dérivent des acides sulfoniques de l'α-naphtylamine sont plus sensibles aux acides que les dérivés correspondants de la β-naphtylamine.

Par diazotation et copulation des bases que nous avons déjà étudiées dans ce travail, nous avons préparé un certain nombre de colorants qui sont, pour la plupart, des substantifs. Pour comparer l'influence de la constitution de ces diamines avec les teintes obtenues, nous avons copulé chacune d'elle avec les cinq corps suivants : acide H, acide chromotropique, acide Neville-Winther, résorcine et acide naphtionique, les colorants obtenus n'ont pas été isolés, mais leur solution a été directement utilisée pour la teinture.

Pour ce qui concerne la diazotation et la copulation de ces bases, nous avons opéré de la façon habituelle ; pour la plupart, ces opérations ne présentent pas de difficultés particulières : seule l'ortho-dinitro-benzidine se comporte d'une façon spéciale. Par le fait de son insolubilité dans les acides dilués, il faut opérer de la façon suivante : on dissout la base à chaud dans de l'acide sulfurique concentré, refroidit dans un mélange réfrigé-

rant, et ajoute la quantité de nitrite de sodium sec et finement pulvérisé, on remue de temps en temps et on laisse ainsi une ou deux heures. Au bout de ce temps la diazotation est complète, on verse alors sur de la glace en remuant fortement ; il se produit une suspension très fine qui ne tarde pas à se dissoudre et l'on obtient ainsi une solution claire du diazo. On peut aussi dissoudre l'ortho-dinitro-benzidine dans de l'acide sulfurique concentré, verser cette solution goutte à goutte dans l'eau et diazoter cette suspension de la façon habituelle ; cette dernière méthode demande beaucoup plus de temps pour obtenir une solution claire du diazo.

Les copulations ont été faites en solution d'acétate de soude et le colorant formé, transformé en son sel de soude soluble par addition de carbonate de soude et de soude caustique. Pour permettre une comparaison plus facile des teintures obtenues, nous avons dressé le tableau suivant où nous avons mis pour chaque colorant la nuance obtenue sur coton en solution alcaline, sur laine en solution acide, ainsi que de la façon dont il tire.

De ce tableau il résulte ce qui suit : sauf les dérivés de l'orthodiamidostilbène et quelques-uns de l'orthodinitrobenzidine, tous ces colorants sont des substantifs pour coton, tous tirent plus ou moins bien sur laine en solution d'acide sulfurique. Pour ce qui concerne les dérivés de la benzidine où les positions méta sont occupées par un groupement bivalent avec fermeture du noyau, le soufre seul modifie plus profondément la coloration que le groupe SO_2 ou le groupe NH. Les dérivés nitrés tirent moins bien et, fait curieux, la métadinitrobenzine, contrairement à la théorie, fournit des substantifs, tandis que l'orthodinitrobenzidine ne produit que des corps ayant une affinité très faible pour le coton non mordancé et même pas d'affinité du tout, même si l'on teint, comme c'est le cas pour les azoïques de la métadinitrobenzidine, avec une quantité de chlorure de sodium allant jusqu'à 80 %.

Les dérivés de la diamidodiphénylamine ne sont pas très différents de ceux du 3.3′ diamidocarbazol, malgré la fermeture du noyau à cinq membres qui a lieu pour ce dernier produit. Le paradiamidostilbène donne de bons substantifs, tandis

TABLEAU

donnant les matières colorantes obtenues avec la benzidine, la 2.mononitrobenzidine, l'ortho-dinitrobenzidine, la méta-dinitrobenzidine, la thiobenzidine, la benzidine-sulfone, la diamidodiphénylamine, le 3.3'diamido-carbazol, le 2 2'diamido-carbazol, le para et l'ortho-diamidostilbène et les acides : amido-naphtol-sulfonique H, chromotropique, α-naphtol-α-sulfonique, et naphtionique, ainsi qu'avec la résorcine. Toutes les teintures ont été effectuées à 4 % pour le coton et à 3 % pour la laine.

	NH_2 OH SO_3H SO_3H Acide H	OH OH SO_3H SO_3H Acide chromotropique	OH SO_3H Acide Neville-Winther	OH OH Résorcine	NH_2 SO_3H Acide naphtionique
NH_2 NH_2 Benzidine	C.*	C.	C.	C.	C.
	bleu, tire bien	bleu, tire moins bien	violet, tire bien	rouge-brun, tire bien	rouge, tire bien rouge Congo
	L.**	L.	L.	L.	L.
	bleu tire bien	bleu, tire bien	rouge-violet, tire bien	brun, tire faiblement	bleu, tire faiblement
NH_2 NO_2 NH_2 2.Mononitrobenzidine	C.	C.	C.	C.	C.
	bleu, tire assez bien	bleu-violacé, tire assez bien	violet-rose, tire assez bien	brun, tire assez bien	rose, tire faiblement
	L.	L.	L.	L.	L.
	bleu-violet, tire bien	violet-rouge, tire bien	rouge, tire bien	orangé-brun, tire bien	rouge, tire assez bien

NH_2 – NO_2 / NO_2 – NH_2 Ortho-dinitrobenzidine	C. bleu, tire très mal, presque pas	C. bleu, tire faiblement	C. violacé, tire faiblement	C. ne tire pas	C. violet sale, tire très mal
	L. violet sombre, tire assez bien	L. violet sombre, tire bien	L. grenat, tire bien	L. brunâtre, tire assez bien	L. grenat, tire bien
NH_2 – NO_2 / NO_2 – NH_2 Méta-dinitrobenzidine	C. bleu, tire assez bien	C. bleu, tire faiblement	C. violet, tire assez bien	C. brun, tire bien	C. violet, tire bien
	L. violet sombre, tire bien	L. rouge-violet, tire très bien	L. rouge intense tire très bien	L. orangé-brun, tire bien	L. brun-rouge, tire bien
NH_2 – S – NH_2 Thiobenzidine	C. violet, tire faiblement	C. violet, tire assez bien	C. mauve, tire assez bien	C. rouge orangé, tire assez bien	C. rouge-rose, tire faiblement
	L. violet, tire bien	L. violet, tire bien	L. lie de vin, tire bien	L. brun-jaune, tire bien	L. rouge-brique, tire bien

(La formule de la Tiobenzidine n'est pas absolument certaine).

* C. = Sur coton en bain alcalin. ** L. = Sur laine en bain acide.

	NH_2 OH SO_3H SO_3H Acide H	OH OH SO_3H SO_3H Acide chromotropique	OH SO_3H Acide Neville-Winther	OH OH Résorcine	NH_2 SO_2H Acide naphtionique
NH_2 SO_2 NH_2 Benzidine sulfone	C.	C.	C.	C.	C.
	bleu, tire bien	bleu, tire moins bien	violet, tire bien	rouge-brun, tire bien	violet, tire bien
	L.	L.	L.	L.	L.
	bleu, tire bien	bleu, tire bien	violet-rouge tire bien	brun-jaune, tire bien	violacé, tire mal
H_2N NH H_2N Diamidodiphénylamine	C.	C	C.	C.	C.
	bleu, tire assez bien	bleu, tire faiblement	bleu-violet, tire assez bien	violacé, tire assez bien	rouge-rose, tire assez bien
	L.	L.	L.	L.	L.
	bleu, tire bien	bleu, tire bien	violet, tire bien	brun, tire bien	gris, tire mal
H_2N NH H_2N 3.3′Diamidocarbazol	C.	C.	C.	C.	C.
	bleu, tire bien	bleu, tire bien	violacé, tire bien	brun, tire bien	orangé, tire bien
	L.	L.	L.	L.	L.
	bleu-violet, tire bien	bleu-violet, tire bien	brun-rouge, tire bien	Olive, tire bien	gris, tire faiblement

NH_2, NH, NH_2 2.2'Diamidocarbazol	C. bleu, tire bien L. violet, tire bien	C. bleu, tire bien L. bleu foncé, tire bien	C. violet, tire bien L. rouge-violet, tire bien	C. brun-foncé, tire bien L. brun, tire bien	C. chaudron, tire bien L. rouge-brun tire bien
NH_2, CH = CH, NH_2 Para-diamidostilbène	C. bleu, tire bien L. bleu foncé, tire bien	C. bleu, tire moins bien L. violet, tire bien	C. violet, tire bien L. violet-rouge, tire bien	C. rouge-brun, tire bien L. brun, tire bien	C. rouge-brun, tire bien L. lie de vin, tire faiblement
NH_2, CH = CH, H_2N Trans-ortho-diamidostilbène	C. violacé tire très faiblement L. violacé, tire assez bien	C. ne tire pas L. violet-rouge tire assez bien	C. ne tire pas L. rouge-rose, tire assez bien	C. brun-orangé, tire faiblement L. brun-rouge, tire assez bien	C. ne tire pas L. brun, tire assez bien

que son isomère ortho ne produit que des azoïques inutilisables dans ce but.

Enfin, je dirai que ce sont les colorants de la résorcine qu subissent les plus grandes modifications de nuance par l'em-i ploi de bases différentes et que : aucun ou presque aucun de ces colorants teints sur laine n'épuise le bain de teinture.

Travail effectué dans le laboratoire et sous la direction de M. le professeur E. Nœlting. Mulhouse, Ecole de Chimie.

LES COULEURS DE L'ATMOSPHÈRE

PAR

Albert HEIM [1]

Le lointain bleu et le lointain jaune [2]

Une masse d'air considérable nous sépare d'un arrière-plan montagneux faiblement éclairé. Lorsque cet air est lui-même fortement illuminé par le soleil, ses particules donnent aussi de la lumière ; l'arrière-plan se trouve ainsi recouvert d'un voile bleu-de-ciel. Plus l'écran d'air est fortement éclairé, plus il est opaque, par conséquent plus il est lumineux par lui-même et plus il voile l'arrière-plan. Avec une luminosité très intense et une grande distance, l'écran aérien est d'un bleu blanchâtre, même d'un blanc azuré qu'on peut à peine distinguer de la

[1] *Luft-Farben* von Dr Albert Heim. Nous avons déjà signalé dans notre dernier numéro (p. 92), l'apparition de ce charmant volume dû à la plume du très fin observateur des choses de la nature qu'est le doyen des géologues suisses. Nous ne songeons pas à donner une analyse même développée et forcément sèche néanmoins du livre de M. le prof. Heim. Nous lui enlèverions toute sa saveur qu'on ne peut goûter qu'en le lisant et donnerions une idée fausse de son contenu par une énumération, même complète, des sujets qui y sont traités. Ils comprennent tout ce qui concerne les illuminations et les colorations du ciel, dépeintes par un admirateur passionné. L'éminent savant donne du reste très modestement son œuvre comme celle d'un amateur désireux d'inculquer à tous le goût et la compréhension des splendides effets produits par la lumière solaire traversant notre atmosphère. Aussi bien nous avons annoncé à nos lecteurs, que pour leur faire faire plus ample connaissance avec cette intéressante publication, nous nous bornerions à reproduire deux ou trois des trente chapitres qu'elle comprend. C'est ce que nous faisons à cette place, regrettant de ne pouvoir leur présenter aussi les dix-neuf planches en couleur dont le géologue artiste a orné son livre et qui lui donnent sa vraie valeur scientifique. *Réd.*

[2] « 6) Die blaue und die gelbe Ferne », p. 33-36, fig. 2-4.

teinte du ciel à l'horizon. C'est le «lointain bleu» («blaue Ferne»). donnant la perspective aérienne qui nous vient en aide pour apprécier les distances dans le paysage. Nos yeux sont conformés de telle façon, grâce à leur éloignement réciproque et aux images différentes fournies par chacun d'eux, qu'il nous est possible d'estimer les distances jusqu'à une centaine de mètres environ, sans perspective aérienne, et cela d'autant mieux que l'écartement des deux organes est plus grand. Pour des distances plus considérables, les grandeurs apparentes d'objets connus peuvent venir en aide. Avec un éloignement de 100 m. déjà, par une claire lumière, on peut nettement observer l'écran azuré. Un arbre, distant de 100 m., est déjà d'un vert bleuté, alors que cette teinte n'est pas apparente à 50 m. Le ciel bleu ne se trouve pas uniquement au-dessus de nous, il est partout, entre chaque objet. L'air réfléchissant est le ciel bleu lui-même. La montagne lointaine paraît bleue parce qu'une portion du ciel azuré la sépare de nous.

L'écran aérien bleuté éteint d'abord, avec l'éloignement croissant, les composants jaunes et jaune-rougeâtre de la lumière blanche. Ce phénomène peut s'observer avec la plus grande facilité, dans la nature, pour le vert des prairies. Celui-ci est d'abord comme poudré d'une délicate teinte bleuâtre, il devient, avec l'éloignement, d'un vert-bleuâtre. puis d'un bleu-verdâtre. Dans les couches atmosphériques inférieures, par les journées ensoleillées, il faut une distance de 10-20 km. pour éteindre complètement les composants jaunes du vert des prairies; celles-ci apparaissent alors d'une délicate teinte bleutée. Il en est de même pour les autres couleurs dont les composants sont de plus grande longueur d'onde. Celui qui pour la première fois cherche à peindre, d'après nature, un lointain montagneux, est surpris de la quantité de blanc et de bleu de cobalt qu'il est nécessaire de mélanger à son vert et au gris des rochers; les couleurs de l'arrière-plan ne se distinguent que par de faibles nuances de celles du ciel à l'horizon. Dans un tableau, toutes les couleurs d'objets éloignés sont de délicates et faibles variations de l'azur du ciel. Les recherches que nous avons poursuivies pour la peinture de reliefs, nous ont, plus encore que les reproductions de paysages, montré l'influence de la teinte azu-

rée. Lorsque nous voulons peindre un relief de montagnes de telle façon qu'il paraisse grand, nous devons mélanger aux couleurs assez de bleu de cobalt pour qu'il corresponde à la distance d'où nous l'examinons, multipliée par son échelle. Ainsi, le relief d'une montagne au $\frac{1}{5000}$, comme, par exemple, celui que j'ai exécuté du Säntis, que l'on regarde dans la règle d'une distance approximative de 1 m., doit être peint avec les couleurs sous lesquelles ce paysage apparaît dans la nature, vu par un clair soleil d'une distance de 5000 m. environ. Plus l'échelle du relief est petite, plus on doit mélanger aux différentes couleurs de blanc, de bleu-ciel et de violet.

C'est grâce à cet écran aérien, bleu-clair lorsqu'il est illuminé, que nous ne voyons pas les étoiles pendant le jour; mais l'écran non éclairé, tel qu'il est représenté par l'air, de nuit, empêche de voir encore bien moins ou même pas du tout. De même, lorsque la masse d'air n'est pas éclairée, ce qui se présente lorsque le ciel est couvert, un lointain montagneux nous apparaît avec beaucoup plus de détails, un dessin plus riche et plus précis, que dans le cas contraire, lorsque l'écran atmosphérique qui nous en sépare est en pleine lumière. Par une journée ensoleillée, tous les détails d'une montagne dont on examine le côté ombré, sont voilés par l'écran illuminé. Approchons-nous d'elle ; à l'instant où nous pénétrons dans son ombre, l'éblouissement disparaît. Elle s'est dévoilée et nous pouvons en observer les dispositions dans toutes leurs subtilités, bien que nous soyons à l'ombre, dans un milieu faiblement éclairé. Nous sommes maintenant derrière l'écran lumineux, l'air qui nous sépare encore maintenant de l'objet, n'étant pas directement illuminé, ne voile que bien peu. La portée de la vue diminue avec l'éclairage de l'écran aérien existant entre l'objet et l'observateur.

Allons sur un sommet quelconque. A une altitude comprise entre 3 et 4000 m., nous sommes d'abord fortement trompés dans l'estimation des distances. Les sommets les plus lointains paraissent être soudés à d'autres, alors qu'en réalité ils en sont séparés par de profondes vallées. Tous les objets sont beaucoup plus éloignés les uns des autres qu'ils ne le paraissent. A cette altitude, l'air est raréfié, l'écran bleuâtre constitué par lui est ainsi plus faible : pour qu'une montagne apparaisse avec un

« lointain bleu » d'une intensité égale à celui qu'elle aurait dans les basses régions, il faut qu'elle soit 2 à 3 fois plus éloignée. On peut faire ces observations dans les Alpes, toutes les fois que le temps est radieux, déjà vers 2000 m. d'altitude, et mieux encore au-dessus de 3000 m. Les voyageurs ayant parcouru les hautes régions de l'Asie centrale ou de l'Amérique du Nord, comprises entre 3 et 4000 m. d'altitude, relèvent les erreurs d'estimation dont ils ont été victimes, grâce à la raréfaction de l'air. Les rochers gardent leurs couleurs vives et tranchées jusqu'à une très grande distance ; elles ne sont pas adoucies par l'écran bleuté, comme c'est le cas dans l'air plus dense des basses régions.

De même que les objets faiblement éclairés prennent une teinte bleu-ciel avec l'éloignement, de même aussi ceux qui donnent beaucoup de lumière prennent une teinte de transparence jaune, et cela d'autant plus intensément que l'air interposé est d'une masse plus considérable et d'une plus grande densité. Il n'existe donc pas seulement un « lointain bleu » mais aussi un « lointain jaune. » Les montagnes neigeuses et les nuages nous apparaissent avec des teintes délicates allant du jaunâtre au jaune-rougeâtre ; souvent ces objets présentent une gradation de nuances de toute beauté; ils sont d'autant plus vivement colorés qu'ils sont plus éloignés. La coloration de transparence jaune conserve le même effet, que l'écran d'air soit éclairé ou non, alors que le lointain bleuté est uniquement dû à l'illumination de l'atmosphère. Les astres nous paraissent jaunâtres aussi bien de nuit que de jour. Lorsqu'ils sont à l'horizon, nous les voyons d'un jaune-rouge plus foncé que les nuages ou les sommets neigeux ; ceci provient de ce qu'ils sont séparés de nous par une masse d'air considérable ; ce cas n'est jamais réalisé même pour les objets terrestres les plus éloignés.

Les faisceaux de rayons. [1]

Un ciel incomplètement couvert, de même que des montagnes isolées, des édifices, des forêts, des vaisseaux apparaissant

[1] « 13. Die Strahlenbüschel » ; p. 47-50, fig. 18.

à l'horizon, produisent souvent, dans le paysage, un phénomène d'une beauté surprenante que plus d'un peintre s'est efforcé de reproduire : ce sont les faisceaux de rayons. Sous la forme de bandes claires et foncées, disposées radialement, on voit la trajectoire rectiligne des rayons solaires se propageant dans l'atmosphère.

Les conditions physiques réalisées lors de l'apparition des faisceaux de rayons sont simples. Si nous laissons pénétrer, dans une chambre obscure, au moyen d'une ouverture pratiquée dans un volet, un mince faisceau de rayons solaires, celui-ci atteint la muraille opposée. Lorsque l'ouverture est très petite, nous voyons apparaître une image du soleil sur la paroi. Si le faisceau lumineux pénètre au moyen d'une ouverture plus grande et irrégulière de forme, il se produit autant d'images du soleil que la surface par laquelle la lumière pénètre contient de points d'entrée pour les rayons, soit un nombre infiniment grand. Toutes ces images se recouvrent les unes les autres ; il en résulte une tache lumineuse ayant la forme et la grandeur du trou pratiqué dans le volet, avec bords estompés. Nous pouvons donc dire que l'ouverture est projetée par le soleil sur la muraille. Si l'air du local était absolument pur et transparent, nous ne devrions voir, à l'intérieur, que l'image du soleil sur la paroi et naturellement aussi l'ouverture pratiquée dans le contre-vent. Le trajet du faisceau lumineux dans la chambre obscure ne nous serait visible que si, par exemple, nous cherchions à l'intercepter avec la main ou au moyen de tout autre objet. Mais la trajectoire des rayons solaires nous est rendue apparente sous la forme d'une bande claire rectiligne. Lorsque nous agitons la poussière du local, nous la voyons tourbillonner dans le faisceau lumineux. En faisant de la fumée, sa présence est rendue plus visible encore. Nous voyons donc le rayon dans l'air parce qu'une grande quantité de corpuscules éclairés se trouvent sur son passage, le rendant ainsi apparent. Nous ne voyons pas le rayon lui-même, mais les impuretés de l'air qu'il éclaire dans son trajet. Si maintenant nous plaçons dans le faisceau lumineux rendu visible par les poussières, un corps opaque, par exemple notre doigt, il se forme un ruban non éclairé ; le faisceau primitif se trouve ainsi composé d'une

bande sombre comprise entre deux bandes lumineuses. Lorsque l'ouverture pratiquée dans le volet est très irrégulière de forme, il en résulte une division en faisceaux de rayons. Ceux-ci sont ainsi produits par une alternance de rayons lumineux et sombres projetés par le soleil dans une atmosphère impure.

Dans la nature, de jour, un ciel nuageux interrompu joue le rôle de l'ouverture pratiquée dans le contre-vent ; lorsque le soleil se lève ou se couche, les montagnes, les nuages, comme aussi les arbres et les édifices se trouvant à l'horizon en représentent les bords dentelés. Plus l'atmosphère est trouble, plus cette alternance de rayons sombres et clairs est visible. C'est par un ciel couvert que les clairs rayons lumineux pénétrant par les déchirures des nuages apparaissent avec la plus grande vigueur. Lorsque la luminosité est prédominante, ce sont les faisceaux d'ombre, dûs aux nuages et aux montagnes se profilant à l'horizon, qui sont plus particulièrement visibles. Souvent même, se trouvant dans l'ombre projetée d'une montagne, on voit, au-dessus de soi, des faisceaux sombres se propageant dans le ciel à une très grande distance. Cette observation montre que même dans l'air limpide, la différence entre les rayons d'ombre et de lumière est visible. Cette apparition de la ligne droite, de la géométrie dans le paysage, où elle est d'ordinaire absente, produit un effet pictural, comparable comme impression psychique, au contraste formé par la surface d'un lac et ses rives abruptes.

En réalité, les bandes lumineuses et sombres des faisceaux de rayons observés dans la nature, sont, à un moment donné, toutes exactement orientées dans la même direction. Ce sont bien des rayons solaires que l'on peut considérer comme parallèles, étant données les dimensions terrestres comparées à la distance presqu'infinie du soleil. Mais ils ne nous paraissent pas parallèles, ils convergent vers la direction suivant laquelle ils s'éloignent de notre œil, en un point précis, infiniment éloigné ; ce point est justement le soleil qui les a produits. C'est pour cette raison que nous voyons toujours, dans la reproduction d'un paysage, tous les faisceaux de rayons converger exactement vers le soleil, que celui-ci soit visible ou non. Lorsqu'un nuage irrégulier s'interpose entre cet astre et nous, il en

résulte un magnifique système de rayons lumineux et sombres allant dans toutes les directions, mais qui tous convergent vers le soleil, bien qu'il soit caché. C'est l'auréole du soleil « Strahlenkranz. » En réalité, tous ces faisceaux sont parallèles, mais pour notre point d'observation, ils sont projetés d'un centre d'où ils rayonnent en tous sens.

Ces faisceaux sont, en règle générale, rendus visibles dans la nature par une simple différence de clarté, mais ils peuvent aussi, dans certains cas, être plus ou moins colorés. Des rayons clairs, se prolongeant sur un fond sombre, deviennent bleutés ; si le soleil est à l'horizon, l'arrière-plan étant vivement éclairé, ils sont jaunes, les faisceaux d'ombres sont souvent d'un bleu sombre profond ; ceux-ci, lorsqu'ils sont formés à l'horizon et qu'ils se propagent dans le pourpre du soir, se colorent d'une magnifique teinte vert-bleu. Parfois, mais ce cas n'est pas très fréquent, les faisceaux de rayons passent au-dessus de nos têtes, traversant tout le ciel, du couchant au côté opposé de l'horizon. Ce phénomène n'est naturellement possible que lorsque le soleil est près de disparaître. Si nous regardons alors vers le levant, nous remarquons dans cette direction aussi, la convergence due à la perspective. Ces rayons qui partent du soleil, convergent également, pour notre œil, vers le point opposé du ciel : ce point et le soleil ont une position symétrique par rapport à l'observateur, c'est celui où se projette l'ombre de notre œil ou de notre tête. J'ai souvent observé cette convergence des rayons avec un merveilleux développement à l'est, lors du coucher du soleil ; elle était bien due alors à de puissants faisceaux d'ombre produits par quelque montagne ou par des nuages ; elle pouvait se poursuivre du couchant au zénith et de là au levant, en un point où ces faisceaux paraissaient se concentrer. Les faisceaux clairs et sombres, disposés autour des deux points de convergence, se correspondaient parfaitement. J'ai observé deux fois ce phénomène combiné avec un arc-en-ciel.

Toutes ces apparitions de faisceaux de rayons reposent sur le fait que l'atmosphère est plus ou moins impure. Elles ne peuvent se produire lorsque l'air est absolument limpide, sans troubles. Elles varient beaucoup avec son degré d'impureté, mais elles peuvent également s'observer, dans un air limpide, lorsque

le soleil est bas sur l'horizon. L'atmosphère terrestre renferme toujours des poussières; peut-être la réfléxion moléculaire seule serait-elle déjà suffisante pour produire le phénomène.

On croît communément dans le peuple, que les faisceaux de rayons annoncent une pluie prochaine. « Die Sonne zieht oder saugt Wasser [1] » dit-on ; sous cette forme générale, cette opinion n'est pas fondée. La coïncidence consiste en ce que, par un ciel couvert et un temps troublé, le phénomène se produit avec une grande intensité, mais il peut tout aussi bien apparaître lorsque la couche nuageuse est sur le point de se dissiper, que lorsque les nuages commencent au contraire à se serrer.

Tentative d'explication du pourpre du couchant et de la recoloration du levant [2]

Différentes théories, en partie curieuses, ont été émises au sujet de la recoloration. Plusieurs sont basées sur l'observation de cas rares et exceptionnels, comme par exemple celle de Amsler-Laffon, reposant sur la réapparition 3 fois répétée d'un coucher de soleil, due probablement à une inégale réfraction de couches atmosphériques fort différentes. La recoloration, bien qu'elle ne soit pas très fréquente, s'observe mille fois plus souvent qu'un triple coucher de soleil. On ne doit jamais chercher à expliquer un phénomène ordinaire au moyen d'un cas rare et anormal. Maurer a formellement réfuté la tentative d'explication de Amsler.

Il résulte de toutes les observations, que le poupre du couchant est la condition de la recoloration. Lorsque le premier ne se produit pas, celle-ci n'apparaît jamais au levant et lorsqu'il est très faible, on ne perçoit d'une fugitive apparition de la seconde.

Wolf qui le premier a exactement expliqué l'Alpenglühn, arrive à la conclusion, et Maurer la confirme, que l'embrase-

[1] Je me souviens qu'étant enfant, nous disions : « Le soleil pompe de l'eau », ce qui correspond assez bien à l'expression allemande (note du traducteur).

[2] 20) « Die Erklärungsversuche für Westpurpur und Ostnachglühen » ; p. 70-74.

ment crépusculaire (Abendglühn) de l'occident, que nous voyons se propager en pourpre dans les hautes régions du ciel, est réfléchi, à la façon d'un miroir, sous un angle très obtus, par la partie inférieure des couches atmosphériques. La réflexion au moyen d'une surface polie comme un miroir (Spiegelreflexion), ne change pas réellement la couleur de la lumière; la largeur de la surface réfléchissante, ainsi que celle du faisceau lumineux, rendent impossible la formation d'ombres tranchées. Ainsi une partie de la rougeur crépusculaire (Abendrot) se trouve encore une fois réfléchie et projetée dans l'ombre de la terre. Au cas où la recoloration se produirait dans ces conditions, elle mériterait bien le nom de « rougeoiement par miroir » (Spiegelglühen).

Si ce phénomène est bien dû à une réflexion par une surface agissant comme un miroir, on peut alors calculer la hauteur des couches réfléchissantes se trouvant dans les hautes régions de l'atmosphère. Nous arrivons, pour une coloration produite par le soleil situé de $-4^\circ{}^1/_2$ à -6°, à une hauteur de 20-35 km.; celle-ci est de 70-80 km. lorsque le soleil est à 9° au-dessous de l'horizon.

Les différentes phases de la coloration doivent correspondre à diverses hauteurs des couches réfléchissantes.

L'explication suivante du phénomène, me parait aussi possible. Les couches supérieures de l'atmosphère ne reçoivent presque plus que de la couleur orange; elles sont directement éclairées en orange. L'air ne réfléchit pas diffusément que du bleu, mais toutes les couleurs, ainsi que le montre la teinte blanchâtre de l'horizon, le bleu se trouve en plus grande quantité que les divers autres composants de la lumière blanche. Si l'atmosphère ne reçoit presque que de la couleur orangée, elle doit également réfléchir, d'une façon diffuse, de l'orange, il est vrai très adouci. Il se forme ainsi dans toute la zone de l'ombre terrestre se trouvant directement au-dessous de l'embrasement crépusculaire, une rougeur diffuse (Abendrot). C'est à la fois la lumière pourprée du couchant et la recoloration du levant. Nous voyons simplement en lumière pourpre, les plus hautes couches de l'atmosphère, éclairées par le rouge crépusculaire du soleil. Le ciel, éclairé en orange, paraît rouge pourpre. La recoloration au levant est le reflet du pourpre du couchant.

On peut également penser avec quelque vraisemblance, que la diffraction des rayons lumineux réfléchis par les hautes régions de l'atmosphère et projetés vers nous, entre en jeu dans la formation de la couleur pourpre et de la recoloration. Kiesling, Peruter et Riggenbach en particulier ont invoqué la diffraction de la lumière comme cause du pourpre du couchant. D'après les observations de ce dernier, faites à la suite de l'explosion du Krakatoa, il résulte qu'à ce moment là, la lumière pourpre était due à une dilatation du cercle de Bishop ; la teinte brun-rouge, cuivreuse, de celui-ci, est sûrement produite par la diffraction de la lumière, au moyen de fines particules de poussières répandues dans l'atmosphère. Il me paraît que la réflexion à la façon d'un miroir et la réflexion diffuse par les couches supérieures de l'air, nous donnent en bas la lumière et que la diffraction ne peut influencer que sa nuance.

Le moment d'apparition du pourpre à l'occident et de la recoloration, aussi bien que la couleur du phénomène, s'accordent avec ces trois explications. La rareté relative de la recoloration et ses changements d'intensité, d'après la position du soleil, sont en faveur de l'interprétation au moyen de la réflexion par une surface comparable à un miroir. Par contre. il me paraît que, dans ce cas, la lumière devrait être moins dispersée et que l'on devrait avoir dans les montagnes plus d'ombre et de lumière que ce que l'on observe. Je me suis souvent trouvé en montagne dans la zone de recoloration elle-même, et j'ai toujours été étonné de constater combien cette lumière particulière, d'un rouge-chair, produit peu d'ombre. Elle remplit tout l'espace ambiant d'une sombre teinte pourprée pleine de mystère. La largeur de la surface lumineuse et du corps réfléchissant réunis, ne me paraît pas être une explication suffisante de cette manière d'être diffuse de la recoloration. Comme de jour, le ciel azuré, les montagnes et les vallées sont remplis de cette nébulosité bleue, de même, aussi, au crépuscule, ces mêmes objets sont noyés dans une luminosité pourpre, cuivrée ou jaune-rougeâtre. Si la lumière pourpre du soir était projetée dans notre œil à la façon d'un miroir, elle devrait être beaucoup plus polarisée qu'elle ne l'est en réalité.

Si le bleu du ciel était une véritable fluorescence de l'air, le

pourpre du couchant devrait être bleu et non pas rouge. De sa couleur, je conclus que la teinte bleue du ciel est simplement une pseudo-fluorescence.

La forme singulière par laquelle commence parfois le pourpre du couchant, soit en une tache de couleur saumon. n'est pas encore expliquée ; la forme en arc, par contre, paraît se comprendre d'elle-même. Le dernier mot d'explication du pourpre au couchant et de la recoloration n'est probablement pas prononcé. Peut-être s'agit-il, pour cette dernière, de l'effet combiné de plusieurs facteurs. La nature est en effet toujours plus compliquée que nous ne le désirerions. Il est toutefois certain que la recoloration des montagnes et du ciel à l'orient n'est pas due à une rougeur crépusculaire («Abendrot») directe, mais à un phénomène indirect ; c'est une coloration projetée par réflexion diffuse ou d'une surface réfléchissante, avec diffraction, dans l'ombre terrestre. Ou encore, pour parler plus simplement : la recoloration du levant et le reflet du pourpre du couchant. Nous pouvons ainsi appeler la recoloration du nom d'«Alpenglühn indirect». Dans ce dernier, nous constatons la répétition de phénomènes se produisant dans l'Alpenglühn véritable. Le couchant envoie de la lumière et l'orient se trouve illuminé. On constate toujours, qu'au même instant, les couleurs et la lumière sont plus vives à l'ouest qu'à l'est. Lorsqu'on se trouve sur les montagnes à l'orient, en pleine recoloration, on ne voit pas une répétition du coucher du soleil, mais une grande surface de lumière pourpre s'étendant sur presque tout le ciel d'occident.

On peut observer, parfois simultanément, la présence au couchant d'une auréole (« Strahlenkranz ») autour d'une montagne ou d'un nuage, se projetant bien haut dans le ciel empourpré. Les faisceaux ombrés apparaissent en vert-bleuâtre sur le ciel pourpre. On peut en conclure que les hautes régions de l'atmosphère sont encore éclairées directement par le soleil. Le pourpre du couchant est dû, avant tout, à un éclairage direct par ce dernier, des couches aériennes supérieures. La réflexion diffuse, combinée à la diffraction, projette cette luminosité jusque dans notre œil et la répand sur les montagnes opposées, situées déjà dans l'ombre de la terre.

COMPTE RENDU DES SÉANCES

DE LA

SOCIÉTÉ VAUDOISE DES SCIENCES NATURELLES

Séance du 3 juillet 1912, à Lutry

Bugnion. Sur un diptère parasite (Termitoxenia) chez les Termites. — Maillefer. Nutation et tropisme. — Hoffmænner. Nématodes libres du Léman. — Dusserre. Influence des sels potassiques sur la résistance des plantes à la gelée.

M. le Dr MEYLAN remercie les membres de la Société d'avoir bien voulu accepter son hospitalité. Il rappelle en quelques mots l'histoire de Lutry en général, les restes de la présence des Romains retrouvés soit à Lutry, soit dans sa propriété.

Puis M. BUGNION fait une communication sur un *diptère parasite* (Termitoxenia) *chez les Termites,* qui paraîtra dans les *Annales de la Société entomologique de Belgique.*

M. MAILLEFER parle ensuite de *Nutation et tropisme.* (Ce travail paraîtra dans le numéro du Bulletin de septembre-décembre).

M. HOFFMÆNNER présente quelques notes préliminaires sur les *Nématodes libres du Léman.*

Ces notes sont le résumé des résultats de recherches faites sur la faune des *Nématodes libres du Léman* en vue d'un travail plus complet, commencé en automne passé sur la proposition de M. le prof. Blanc, à Lausanne.

Les résultats des recherches faites depuis quelques mois sont des plus encourageants parce qu'ils montrent, contrairement à ce que l'on pourrait supposer, une grande richesse dans la faune des Nématodes dont j'ai trouvé en plus des trois espèces (Dorylaimus stagnalis, Trilobus gracilis et Mermis aquatilis) déjà connues, 42 espèces nouvelles, représentant 18 genres et 7 familles (d'après Ed. Perrier), pour la faune du Léman. Pour deux espèces (une Monohystera et un Ethmolaimus) je n'ai pas trouvé de description, et je les considère comme espèces nouvelles.

Liste des espèces trouvées jusqu'à ce jour avec indication de leur distribution en profondeur :

Alaimus primitivus de Man — à toutes les profondeurs ; nombreux.
» spec. ? — à des profondeurs dépassant 200 m.
Tripyla papillata Bütschli, fréquent jusqu'à 60 m.
» filicaudata de Man, à des profondeurs dépassant 200 m.
5 Prismatolaimus intermedius de Man, à toutes les profondeurs.
» dolichurus » jusqu'à 200 m.
Cylindrolaimus melancholicus de Man à 20, 30, 250 et 280 m.
» communis » à 280 m.
Monohystera paludicula de Man, jusqu'à 80 m.
10 » spec. nova. à toutes les profondeurs.
» 4 spec. ? dont une est vivipare. Habitent le littoral.
Pour leur détermination définitive je récolte encore du matériel de comparaison et de contrôle.
15 Rhadbitis spec. ? littoral, embouchures de rivières.
Trilobus gracilis Bastian — à toutes les profondeurs
» longicaudatus v. Linstow — assez grand nombre.
Plectus tenuis Bastian jusqu'à 240 m. peu nombreux.
» palustris de Man littoral.
20 » cirratus Bastian » sur plantes aquatiques.
Ironus ignavus Bastian, nombreux à toutes profondeurs.
.... Espèce caractéristique des grands fonds.
Rhabdolaimus aquaticus de Man, littoral.
Tylenchus gracilis Bastian à 140 m.
» spec. ? à 130 m.
25 » » Morges. Embouchure de la Morges.
Dorylaimus stagnalis Dujardin à toutes les profondeurs.
» carteri Bastian, littoral, peu nombreux.
» obtusicaudatus Bastian, un exemplaire à 160 m.
» longicaudatus Bütschli littoral, plantes aquatiques.
30 » macrolaimus de Man littoral.
» superbus » à 20 m., littoral.
» flavomaculatus von Linstow littoral, sables.
Ethmolaimus spec. nov., 20 m. devant l'embouchure du Flon.
Cyatholaimus spec. ? littoral.
35 Mononchus macrostoma Bastian littoral, à 240-250 m.
Chromadora bioculata Schulze littoral, plantes aquatiques.
» spec. à 50 m. un exemplaire.
Diplogaster rivalis Leidig littoral, espèce vivipare.
45-7 espèces de Mermitidæ dont la détermination exigera de nouvelles récoltes de matériel, car pour ce genre on n'est jamais sûr si l'on a à faire à une forme adulte ou jeune, l'aspect extérieur se

modifiant par des mues successives. Je les trouve à toutes les profondeurs en assez grand nombre. De même, il me faudra du matériel de repérage pour les espèces dont la détermination est encore incertaine ou provisoire pour éviter autant que possible la création de nouveaux noms qui n'auraient qu'une valeur locale.

En résumant, nous pouvons juger du grand intérêt que présente l'étude de la faune littorale et profonde du Léman, soit par le grand nombre des espèces représentant cet ordre d'animaux, soit par les problèmes biologiques qu'ils suscitent.

Puis M. Dusserre donne le résultat de ses recherches sur l'*Influence des sels potassiques sur la résistance des plantes à la gelée.* (Voir bulletin N° 176).

Séance du 16 octobre

Linder. *Chrysomyza demandata* F. — Dr F. Porchet. Sur le degré de maturité du raisin.

M. Linder rend compte des observations qu'il a pu faire durant l'été sur *Chrysomyza demandata* F.

L'apparition de ce diptère a coïncidé avec les rares jours chauds et a lieu chaque fois entre 11 et 3 heures. Aux peu nombreuses données biologiques de la littérature, M. *Linder* a pu ajouter les constatations suivantes : la présence, sur de nombreuses mouches, d'un acarien ectoparasite, dont la détermination est encore à faire ; la présence d'ectoparasites plus gros, non capturés, mais qui sont probablement les *Chelifer* cités par les auteurs ; la pariade est précédée de préambules au cours desquels la femelle tire hors de l'abdomen du mâle l'organe copulateur très long, enroulé en 2 $^1/_2$ tours de spire et muni de crochets à son extrémité distale ; la longue durée de la copula. Ces derniers phénomènes sont en relations avec la conformation particulière des organes mâles et femelle que M. *Linder* démontre au moyen de préparations, de dessins et de microphotographies. La saison peu favorable n'a pas permis l'observation de la ponte, par contre il y a eu dépôt de petites éclaboussures blanchâtres formées de corpuscules très petits animés de mouvements browniens et rappelant les *Psorospermies* des vers à soie.

M. le Dr F. Porchet donne quelques premières indications sur *le degré de maturité du raisin* au jour de la séance, soit le 16 octobre. On croit généralement que par suite des conditions météorologiques déplorables de l'été 1912 les phénomènes de matu-

ration ne sont qu'à peine commencés dans la récolte sur souches. Les chiffres analytiques contredisent cette opinion que les apparences semblent justifier.

Le laboratoire de la station viticole a analysé aux dates ci-dessous des échantillons moyens de raisins provenant de quatre de ses vignes d'essais, parcelles non greffées. Les résultats sont les suivants :

	Vevey		*Epesses*		*Morges*		*Mont s. Rolle*	
	Sucre °/o	Ac. tot. °/oo	Sucre °/o	Ac. tot. °/oo	Sucre °/o	Ac. tot. °/oo	Sucre °/o	Ac. tot. °/oo
16 sept.	12.3	16.7	10.8	18.7	12.0	20.0	14.4	14.7
3 oct.	16.0	14.8	17.3	14.6	16.1	15.3	17.1	15.5
16 oct.	18.8	11.9	19.0	11.8	19.9	14.0	16.3	15.7

Ces chiffres montrent que la teneur en sucre du jus de raisins est beaucoup plus élevée qu'on ne le pense, puisqu'elle correspond, dans les quatre échantillons du 16 octobre, à un degré alcoolique allant de 9,6 °/o à 11,7 °/o après fermentation.

Ces chiffres sont égaux ou supérieur à ceux constatés, pour ces quatre vignes, lors des vendanges 1911.

Par contre, l'acidité totale est encore extraordinairement élevée et c'est elle qui, par une erreur gustative, masque le sucre.

M. Porchet pense que ces premiers résultats seront confirmés par la statistique analytique des moûts vaudois : ceux-ci seront normalement sucrés mais présenteront par contre une acidité anormalement élevée, même si le temps très propice de ce jour persiste. En cas contraire, l'acidité atteindra des chiffres non encore constatés, d'une façon si générale, dans notre vignoble.

Séance du 30 octobre

E. Wilczek. Empoisonnements par les champignons.

M. E. Wilczek, en une très attachante causerie, examine ce qui se fait chez nous et ce que l'on peut faire en général *pour éviter les empoisonnements par les champignons*. Ses conclusions peuvent se résumer en deux mots : 1. Organisations de marchés aux champignons contrôlés officiellement ; 2. Vulgarisation des espèces mortelles.

Séance du 6 novembre

Henri Blanc. Limnées de la faune profonde du lac Léman. — Perriraz. Quelques documents intéressant l'histoire romaine de la région de Vevey.

M. le professeur Henri Blanc communique les premiers résultats d'une étude qu'il a confiée à l'un de ses étudiants, M. Roszkowski,

candidat au doctorat ès sciences naturelles, sur les *Limnées de la faune profonde du lac Léman.*

Ces petits Mollusques pulmonés ont été découverts par le professeur F.-A. Forel en 1869; ils furent alors déterminés par deux malacologistes bien connus, Brot et Clessin, qui, ne tenant compte que des caractères offerts par la coquille, en firent trois nouvelles espèces qu'ils nommèrent *Limnaea abyssicola* (Brot), *Limnaea profunda* (Clessin) et *Limnaea Forelii* (Clessin), ces espèces descendant, la première de la *Limnaea palustris*, la seconde de la *Limnaea stagnalis*, la troisième de la *Limnaea auricularia*, espèces plutôt communes dans la faune littorale de notre lac.

Avant de scruter l'anatomie de ces Mollusques vivant dans les grands fonds du Léman, afin de mieux connaître les modifications organiques provoquées par le milieu ambiant si spécial, il importait de vérifier cette première détermination. Or en disséquant plusieurs de ces Gastéropodes, ce qui n'était pas chose facile, étant donné la petitesse de leur corps, l'auteur a pu se convaincre que les malacologistes Brot et Clessin avaient eu tort de créer trois nouvelles espèces. S'attachant plus particulièrement à l'étude de l'appareil génital hermaphrodite, il a pu constater que le réceptale séminal appelé aussi bourse copulatrice, organe annexe de l'appareil génital, n'avait pas toujours la même structure. Celui de la *Limnaea profunda* et de la *Limnaea Forelii* ayant un court canal excréteur pareil à celui de la *Limnaea ovata* vivant dans les mares situées dans le voisinage immédiat du lac, alors que ce même organe était chez la *Limnaea abyssicola* relié au vagin par un canal mesurant plusieurs millimètres de longeur, comme il l'est chez les *Limnaea stagnalis* et *auricularia* qui se récoltent fréquemment dans la végétation de la faune littorale du Léman.

M. Blanc insiste sur l'importance de cette différence anatomique, qui autorise son élève à modifier la parenté établie par Brot et Clessin entre les espèces des Limnées littorales et celles des fonds du lac dont elle proviennent certainement. Ces dernières ne doivent plus être élevées à la dignité d'espèces; la *Limnaea profunda* et la *Limnaea Forelii* ne sont que des variétés adaptées à un nouveau milieu de la *Limnaea ovata* et la *Limnaea abyssicola* n'est aussi qu'une variété de la *Limnaea palustris*.

Les faits nouveaux constatés par M. Roszkowski démontrent une fois de plus combien il faut être prudent quand on s'occupe de la détermination de certaines formes animales.

M. Perriraz présente quelques *documents intéressant l'histoire romaine de la région de Vevey*, mis au jour lors du creusage d'une cave sous l'immeuble de M. Gailloud, pharmacien, à la place Orientale, à Vevey. A côté d'une moitié d'un os frontal de

bovidé, qu'on est en droit de prendre pour celui d'un *Bos brachyceros,* ainsi qu'une dent fort bien conservée appartenant probablement au même animal, et de quelques os, on a mis à jour aussi des briques pourvues d'un talon et qui devaient servir à la couverture d'un toit.

Séance du 20 novembre

Ernest Jaccard. Calendrier perpétuel. — Mercanton et Galli-Valerio. La biologie des moustiques au Grœnland et classification de quelques parasites. — Maurice Lugeon. Les sources thermales de Loèche-les-Bains. Etude géologique sur le projet de barrage du Haut-Rhône français à Génissiat, près de Bellegarde. Les charriages antidévoniens et ceux des Alpes. — Jules Cauderay. L'heure décimale.

M. Ernest Jaccard présente un *Calendrier perpétuel* de son invention.

Cet instrument, breveté en Suisse sous le numéro 68 870, du 9 mars 1912, satisfait au désidératum suivant : *Mettre immédiatement sous les yeux, à volonté, le calendrier d'un mois quelconque de l'ère chrétienne,* c'est-à-dire la correspondance pour tout ce mois entre quantièmes et noms des jours de la semaine ; et ceci soit dans dans le calendrier Julien ou ancien style, soit dans le calendrier Grégorien ou nouveau style.

Ce résultat s'obtient *uniformément dans chaque cas*, par la rotation des deux disques mobiles de l'instrument (disque inférieur et disque supérieur) par rapport au disque médian fixe. L'un des mouvements est relatif au siècle, l'autre au mois et à l'année ; le premier s'obtient en appuyant sur une languette extérieure, le second en tournant un bouton central. Un seul mouvement est nécessaire tant qu'on reste dans le même siècle.

Cet instrument, tout en servant de *calendrier courant*, tient à disposition ce qui concerne le passé et ce qui concerne le futur, et facilite les recherches historiques de vérifications de dates.

M. E. Jaccard expose la genèse de son instrument et montre qu'il dérive de cette remarque évidente : *L'addition d'un nombre de jours multiple de sept à une date quelconque ramène le même nom de jour de la semaine.*

L'auteur donne ensuite des exemples d'emploi de l'instrument, et montre qu'il résout quatre problèmes généraux : la correspondance s'établissant entre *jour, quantième, mois et millésime* ; trois de ces valeurs étant connues, on peut déterminer la quatrième, au moins dans certaines limites.

MM. Mercanton et Galli-Valerio. Après un court exposé sur la biologie des moustiques au Grœnland, fait par M. Mercanton,

M. Galli-Valerio donne la classification de quelques parasites rapportés par M. Mercanton. Il s'agit d'une *Culicine : Culicada nigripes*. Zett. et d'un *Simulium : S. vittatum*. Zett. pris sur l'homme, et de quelques exemplaires de *Chœtopsylla globiceps*. Tsch. pris sur *Canis lagopus*.

M. M. Lugeon présente deux publications dont il est l'auteur :

1. *Les sources thermales de Loèche-les-Bains* (matériaux pour la carte géologique de la Suisse, nouv. série, livraison XXXVIII). Cette publication renferme les conclusions définitives de recherches dont la Société a été mise au courant. A l'aide des analyses chimiques et radio-actives et des dispositions tectoniques locales, le cheminement des eaux souterraines est établi et peut être suivi à l'aide d'un stéréogramme.

2. *Etude géologique sur le projet de barrage du Haut-Rhône français à Génissiat près de Bellegarde* (Mémoires de la Société géologique de France, quatrième série, Tome deuxième).

M. Lugeon, dans ce mémoire richement illustré, expose ses recherches relatives au projet qui consiste à créer un lac de 23 km. de long et une chute de 70 mètres. Les méthodes de sondage au diamant ou au rail éclissés sont décrites dans tous leurs détails. Une suite de calculs permet de déterminer approximativement la durée de vie du lac artificiel qui sera créé. Ce mémoire résume une série de rapports manuscrits et a été publié à la suite d'une conférence faite à Paris devant la Société géologique de France.

M. M. Lugeon a été invité, cet automne, par l'Association britannique pour l'avancement des sciences, à son meeting annuel à Dundee. La réunion à été suivie par une excursion privée dans les Highlands écossais, en particulier dans la région des charriages calédoniens aux environs du Loch Assynt. Cette excursion était dirigée par MM. Peach et Horne, auteurs de travaux célèbres sur ces anciens territoires.

M. Lugeon a pu se convaincre qu'il n'y avait pas de différences essentielles entre ces charriages anté-dévoniens et ceux des Alpes. Une collection aussi complète que possible, et constituée par de beaux échantillons, a été rapportée d'Ecosse et est donnée par M. Lugeon au Musée de Lausanne.

M. Jules Cauderay, électricien, nous parle de l'*Heure Décimale*.

Depuis environ 30 ans, notre pays est doté du système métrique décimal complet.

Toutefois, ainsi que dans tous les pays qui nous avoisinent, et même dans le monde entier, la mesure du temps, ou plus exactement la division de la journée sidérale est restée la même depuis les temps les plus reculés.

Si l'universalité du système actuel est un grand avantage, puisque dans le monde entier il est identique, et que toute la vie pour ainsi dire est réglée d'après ce système, cela ne veut pas dire que le système soit parfait.

La génération qui se servait des anciennes unités de mesure savait quelle peine et quelle perte de temps les calculs fait avec les nombres complexes occasionnaient, sans compter les erreurs toujours faciles avec ce système.

Nous nous occuperons aujourd'hui spécialement de la division de la journée sidérale, sans rechercher les inconvénients bien connus du système actuel.

Déjà, lors de la Révolution française, la Convention avait décrété la division *décimale* du temps, mais comme pour bien d'autres choses de cette époque, on continua à se servir de l'ancien système qui se perpétua jusqu'à nos jours.

Outre la longeur des calculs et le temps perdu, un des graves inconvénients du système actuel réside dans le fait que les 24 heures du jour sidéral se divise en deux groupes de 12 heures, et comme à notre époque les chemins de fer jouent un grand rôle, il se trouve que la lecture des horaires des trains se trouve grandement gênée par le fait qu'il est souvent impossible de savoir si les heures qu'on peut lire concernent les heures du jour ou de la nuit, du matin ou du soir.

Pour remédier à cet inconvénient, plusieurs administrations de chemins de fer des pays voisins ont déjà adopté le cadran de 24 heures, ce qui constitue un progrès, mais il y a encore des ombres au tableau, par exemple, un cadran de 24 heures est d'une lecture un peu difficile à distance, par le fait que les chiffres se trouvent très rapprochés, et qu'il est facile de se tromper d'une heure entière.

En outre, le système de la division de l'heure en 60 minutes retombe dans les nombres complexes, ainsi que la division de la minute en 60 secondes.

S'il est indiscutable que déjà plusieurs fois un système décimal de la division du temps ait été proposé, il m'a été impossible de savoir si une horloge de ce système ait été construite, et je me suis proposé d'en construire une.

Pour cela, j'ai divisé la journée sidérale en dix parties que je nommerai *heures décimales* pour les distinguer de l'heure actuelle, tout en laissant subsister une dénomination déjà utilisée.

Je divise l'heure décimale en 100 parties que j'appellerai *minutes centésimales*, pour les même raisons indiquées ci-dessus.

Il en sera de même pour la division de la minute, et j'appellerai *seconde centésimale*, la centième partie de la minute centésinale.

Voici comment se présente la division de la journée sidérale avec chacun des deux systèmes.

Système actuel :

1 jour = 2 × 12 = 24 heures × 60′ = 1440′ × 60′ = 86400″.

Système décimal :

1 jour = 10 heures, D. × 100 = 1000′ cent. × 100 = 100000″.

1 heure décim. = 2 h. 24′.

1 minute *cent.* = 1′ 24″ $^{4}{}_{10}$.

1 seconde *cent.* = 0 h. 864″.

Sur ces données, j'ai construit, ou plutôt transformé une de mes horloges électriques du système ordinaire en système à heure décimale.

Cette horloge fonctionne parfaitement, ainsi que peuvent s'en rendre compte les personnes présentes.

Si j'ai choisi une horloge électrique cela tient au fait qu'en ma qualité de constructeur d'appareils et d'horloges électriques, il m'était plus facile d'employer ce dernier système, mais cela ne veut pas dire que nos fabricants d'horlogerie rencontreront des difficultés à fabriquer des horloges ou des montres décimales.

La désignation de *midi* et de *minuit* subsisteront toujours avec leur valeur actuelle, mais à minuit il sera 10 heures ou 0 heure décimale, et à midi il sera 5 heures décimales.

Si je propose de conserver les mots de heure, minute et seconde, c'est afin de changer le moins possible les habitudes prises, mais il faudra, au moins provisoirement, ajouter le qualificatif de *décimale* ou *centécimale* afin d'éviter des confusions.

Je ne me fait pas d'illusions, et je sais parfaitement que l'application de la division décimale de la journée sidérale au système décimal rencontrera beaucoup d'oppositions, vu les difficultés rencontrées surtout au moment du changement, mais je reste persuadé que tôt ou tard, on sera obligé d'en venir là, et c'est pour hâter ce moment que j'ai fait ce travail, quoique personnellement je n'aie aucune chance de voir ce changement.

Séance du 4 décembre

Aug. Nicati. Intoxication par les champignons. — Horwitz. Variabilité des précipitations en Suisse. — M. Moreillon. Variété de chêne à longs pédoncules. — B. Galli-Valerio. Communications diverses. — Cauderay. Pendule à heure décimale. — C. Bührer. Tremblements de terre locaux dans la plaine du Rhône.

M. Aug. Nicati, pharmacien, présente au nom du Dr W. Nicati, à Marseille, l'observation suivante :

On relate dans les ouvrages de mycologie deux variétés classiques d'*intoxication par les champignons*. 1° L'hémolytique,

par la *phalline* de l'*Ammanite phalloïdes* et 2° la gastroentérique par la *Muscarine* de l'*Amanita muscovia*. Mais les mêmes traités sont muets sur la symptomatologie d'autres formes cliniques d'intoxication qui pourraient servir d'indice aux recherches de la chimie. L'observation suivante contribuera à combler cette lacune.

Des champignons petits, blancs et pouvant être confondus avec certains mousserons avaient été essayés en faible quantité, soit crus, soit secs ou mélangés comme assaisonnement. Comme ils n'avaient jamais provoqué aucun malaise, on se décida, en présence d'une récolte abondante, à en apprêter des croûtes, et deux personnes en mangèrent assez abondamment. Elles présentèrent toutes deux les mêmes symptômes, à savoir : Une demi-heure environ après l'ingestion, des bouffées de chaleur généralisées, tôt suivies d'une sudation profuse et d'une non moins abondante salivation. Et cela a duré ainsi 5 heures sans céphalée, ni troubles digestifs pour céder brusquement, faire place à un état de parfait bien-être. — Ce symptôme est celui de l'empoisonnement par le Jaborandi et son alcaloïde la pilocarpine. La pilocarpine existerait-elle dans le champignon présenté? Et à son défaut qu'elle est la substance d'action identique contenue dans cette espèce ?

Il est regrettable que les échantillons de champignons soient arrivés en mauvais état, car il a été impossible à M. le professeur *Wilczek* de déterminer l'espèce ; on peut supposer cependant qu'il s'agit d'un entoloma.

M. Aug. Nicati pense que l'intoxication est due à la *Neurine* base ammoniacale dérivée de la triméthylamine. Cette dernière existe dans plusieurs végétaux : le Chenopodium, Sorbus aneponte, l'Ergot de seigle, les menthes ; puis dans l'huile de foie de morue, les harengs à qui elle donne leur odeur particulière. Gulewitsch la signale aussi dans le cerveau et la bile.

Les propriétés physiologiques de la « Neurine » sont les mêmes que celles de la « Pilocarpine » et elle a été employée avant celle-ci pour amener des sudations profuses dans les angines diphtéritiques.

Voici donc un champignon qui sans être toxique peut amener des troubles plus ou moins graves ; il faut donc être prudent pour l'admission d'espèces nouvelles au marché. Après une expérience de plusieurs années, M. Nicati est d'avis que seules les espèces bien connues comme qualités nutritives et d'une digestion facile doivent être autorisées. Les champignons se digèrent lentement et les meilleurs peuvent procurer des embarras gastriques suivant les aliments auxquels ils sont mélangés. Eviter de les noyer dans une grande quantité de liquide froid, la bière en particulier.

M. Horwitz fait une communication sur la *variabilité des précipitations en Suisse* (voir au bulletin nº 177).

Il nous entretient ensuite d'une particularité de l'écoulement du Rhin alpin (voir au bulletin nº 178).

M. Moreillon. *Variété de chêne à longs pédoncules.*

En été 1912, mon attention fut attirée sur un chêne bordant la route de Montcherand à Sergey, dont les glands étaient fixés à des pédoncules presque pendants, beaucoup plus longs que ceux que je connaissais.

Sur cet arbre, haut d'environ 10 m., d'un diamètre de 20 centimètres à hauteur de poitrine et âgé de quarante ans environ, j'ai récolté un certain nombre d'échantillons, de fin juillet à octobre.

J'en ai mesuré la longueur du pédoncule, pas trop raccourci après la floraison par suite de l'avortement des fleurs femelles, ainsi que des feuilles qui les appuyaient, pas trop déformées par les hannetons du mois de mai.

Feuilles	Pédoncules	Nombre de glands
	Moyennes	
10,3	**13,3**	**1,7**
	Minimum	
6	8	1
	Maximum	
14	30	3

	Extrêmes	*Moyennes*
Feuilles	6-14 cm.	— 10,3
Pédoncules	14-30 »	— 13,3
Nombre de glands .	1 3 »	— 1,7

Les feuilles sont dures, grandes et glabres, avec un pétiole court, généralement long de 5 millimètres.

Les pédoncules sont glabres, et d'un cinquième plus longs que la feuille qui l'appuie. Ils seraient encore plus longs, si, comme je l'ai déjà indiqué, les fleurs antérieures n'avaient pas avorté.

Les cupules sont généralement triangulaires, parfois hémisphériques, pubescentes — grisâtres, dont quelques écailles sont recouvertes d'une petite gibbosité, ouverte ou non.

Les glands, au moment de la maturité, étaient petits. Le 19 octobre 1912, j'en ai mesuré un de 16 mm. de long sur 10 mm. de large. Leur nombre varie de 1 à 3 par pédoncule.

Suivant Ascherson et Graebner (Synopsis der Mitteleuropäïschen Flora), 1911, page 504, ce chêne appartient à la variété australis de Simonkai, qui est caractérisée par des pédoncules aussi longs ou plus longs que la feuille, pendant ou presque pendant. Ces Messieurs n'en indiquent pas la longueur.

Les synonymes de cette variété sont :

Pour Ascherson et Graebner : longepedunculata Lasch., hiemalis Stev., filipendula Schloss., fructipendula Kit. ;

Pour Schneider (Laubholçkunde, 1904, p. 199) : hiemalis Beck.

Ce dernier donne comme longueur des pédoncules du Quercus Robur L., de 3 à 8 cm., exceptionnellement 15 cm.

Les herbiers Barbey, Burnat, Delessert à Genève, Wilkczek, Maillefer et de l'Université à Lausanne, ainsi que celui de l'Ecole polytechnique à Zurich, ne contiennent aucun exemplaire semblable à celui que j'ai récolté. Dans l'herbier Barbey, un chêne récolté à Bex, par Thomas, a un pédoncule de 9 cm. ; c'est le maximum pour les chênes suisses dans les herbiers précités.

Par contre, les herbiers Boissier et de Candolle possèdent chacun un *Quercus filipendula* Janka, distribué par ce dernier, le 18 juillet 1867, provenant des forêts de Slavonie, dont les pédoncules mesurent 12 (Boissier) et 18 cm. (de Candolle).

Cette *variété australis* me paraît être nouvelle pour la Suisse, et l'un de ces échantillons a des pédoncules de 30 cm. de long, soit le maximum de ce qui a été mentionné à ce jour dans les flores sus-indiquées et suisses.

Comme c'est la première année que je remarque ce chêne, je ne puis affirmer d'une façon certaine si ces longueurs sont habituelles sur ce pied-là, ou s'il faut l'attribuer à l'année très chaude de 1911, suivie d'un hiver très doux et d'un été pluvieux.

Je ne crois pas que ces facteurs, s'ils ont eu vraiment une influence, soient seuls, car à 200 m. de ce chêne, j'en ai remarqué un autre, dans les mêmes conditions, avec des pédoncules presque aussi longs.

Sur les feuilles vous avez pu remarquer des atteintes du « blanc ou oïdium du chêne » (oïdium quercinum Thüm.), que nous avons depuis 1908, ainsi que les ravages causés par les hannetons de mai 1912.

M. Moreillon présente ensuite la communication suivante :

Le 22 septembre 1912, j'ai trouvé dans le parc de M. *Arthur de Bonstetten*, à Valeyres-sous-Rances (Vaud), le Melampsorella caryophyllacearum sur l'Abies Pinsapo.

C'est, sauf erreur, la première fois qu'il est mentionné en Suisse sur cette essence. Il a déjà été rencontré en Allemagne.

Ce champignon était précédemment connu sous le nom de Accidium elatinum Alb. et Scwern., puis de Melampsorella Cerastii Pers.

M. B. Galli-Valerio présente quelques *fragments d'un squelette de l'homme,* trouvés dans une gravière à Plamont (Orbe).

Au nom aussi de M. Bornand il fait circuler des éprouvettes démontrant qu'il est possible de différencier par le procédé des précipitines, dans des champignons secs, l'*Agaricus muscarius* du *Boletus edulis*.

Au nom aussi de Mme Rochaz il donne un résumé des observations faites sur les moustiques en 1912, signalant surtout la présence dans le canton de Vaud d'*Anopheles nigripes*.

A la suite de la présentation par M. Cauderay d'une *pendule à heure décimale,* M. le prof. C. Dutoit a reçu du Brassus une lettre rappelant qu'une montre, construite pour le même système horaire, fut exposée à Paris, en 1867, par la maison L. Audemars. L'initiative du fabricant vaudois eut assez peu de succès.

Bührer. Sur les *tremblements de terre locaux dans la plaine du Rhône.*

Il y a deux ans, j'ai signalé un tremblement de terre localisé sur les rives du lac Léman, entre Vevey et Villeneuve. C'était le 5 juin 1910, à minuit 20 min. du matin ; un choc unique, vertical, assez fort (force V à VI de l'échelle Forel-Rossi), accompagné d'un bruit sourd, a réveillé un grand nombre de personnes endormies.

Un mouvement identique s'est produit dans la plaine du Rhône, les 8 et 10 novembre dernier. Un premier choc, unique, vertical, a été senti à Bex et environs à 8 h. 39 du matin. La secousse a été remarquée par la population entière ; elle a ébranlé les vitres et le bruit souterrain qui l'accompagnait a fait croire à des écroulements de tonneaux dans les caves où à des éboulements de murs. Les personnes vaquants à des occupations en plein air ont nettement perçu le choc.

Le surlendemain, dimanche 10 novembre, à 3 h. du matin, même mouvement sismique, avec les mêmes caractères que le premier, à la différence près qu'il s'est manifesté un peu plus au nord, à Ollon et ses environs immédiats.

Ces tremblements de terre peu étendus ont été attribués par quelques auteurs (Jaegerlehner, Hörnes) à l'effondrement de cavités existant dans un terrain contenant des matières solubles entraînées par les eaux d'infiltration. M. *de Montessus,* dans sa « Géographie séismologique » dit que les tremblements de la terre tendent à montrer que le processus orogénique n'a pas entièrement cessé, étant la manifestation matérielle tangible de la continuation des efforts tectoniques correspondants. C'est aussi le point de vue défendu par notre regretté collègue *F.-A. Forel.*

BULLETIN SCIENTIFIQUE

PHYSIQUE

J. Blein. Optique géométrique, *Encyclopédie scientifique*, 1 vol. de 264 p. et 107 fig. dans le texte. Octave Doin & fils, éditeurs, Paris, 1913.

Nous tenons à attirer l'attention de nos lecteurs sur cet excellent traité qui vient de paraître dans l'*Encyclopédie scientifique*, récemment fondée par le Dr Toulouse, directeur à l'Ecole des Hautes-Etudes. « L'importance de cette encyclopédie en langue française, disent les initiateurs, se mesurera à ce fait qu'elle est divisée en 40 sections ou Bibliothèques et qu'elle comprendra environ 1000 volumes. Elle se propose de rivaliser avec les plus grandes encyclopédies étrangères et même de les dépasser tout à la fois par le caractère nettement scientifique et la clarté de ses exposés, par l'ordre logique de ses divisions et par son unité, enfin par ses vastes dimensions et sa forme pratique ».

Le volume que nous annonçons est l'un des trois premiers publiés à ce jour, et il permet d'attendre beaucoup de cette nouvelle encyclopédie.

Dr Rob. Pohl. Die Physik der Röntgenstrahlen, *die Wissenschaft*. Heft 45, 1 Band von 164 S. mit 72 Abbild. i. Text. u. 1er Tafel. Verl. von Friedr.-Vieweg u. Sohn Braunschweig, 1912.

L'importante collection de monographies scientifiques publiée par la maison Vieweg & fils sous le titre *Die Wissenschaft,* en est arrivée à son 45e fascicule qui est consacré à l'important sujet des rayons Röntgen.

M. Pohl, privat-docent à l'Université de Berlin le traite avec une très grande compétence et d'une manière très complète en tenant compte des travaux les plus récents. C'est ainsi qu'il a pu introduire au dernier moment un chapitre spécial consacré aux intéressantes recherches de MM. Laue, Friedrich et Knipping sur l'interférence des rayons Röntgen dont la découverte démontre le caractère périodique et oscillatoire de ces rayons, et prolonge

d'autant le spectre électromagnétique dont font partie les rayons ultraviolets et visibles, les rayons infrarouges et les ondulations électriques.

Cette monographie des rayons Röntgen sera accueillie avec beaucoup de satisfaction dans le monde scientifique.

CHIMIE

O. Kym et L. Ratner. — Sur les α-hydroxyl- et α-méthylbenzimidazols. (*Ber. d. Deutsch. chem. Ges.*, 1912, t. 45, p. 3238-3255. — Zurich. Université).

Les auteurs se sont occupés dans ces recherches, dont nous ne pouvons pas à cette place indiquer les intéressants détails, des α-hydroxyl- et α-méthylbenzimidazols et en particulier des *m*-nitrobenzimidazols. Ils ont introduit dans ces dérivés un second groupe « nitro », dont ils ont déterminé la position dans la molécule. Ces recherches les ont conduits à la préparation d'un grand nombre de substances et justifient les constitutions proposées. Ils ont en outre examiné au point de vue de leurs propriétés tinctoriales les matières colorantes qui dérivent de l'α-hydroxyl-*m*-aminobenzimidazol en copulant son dérivé azoïque soit avec l'acide β-naphtoldisulfonique R (rose pâle) soit avec l'acide amino-naphtoldisulfonique H (lilas pâle). Ces colorants teignent directement le coton, sans mordant, et diffèrent peu des matières colorantes correspondantes préparées avec les dérivés de l'α-phénylbenzimidazol.

OBSERVATIONS DE L'ÉLECTRICITÉ ATMOSPHÉRIQUE

à FRIBOURG (Suisse)[1]

par A. GOCKEL

Les observations contenues dans le tableau ci-après comprennent des mesures du gradient du potentiel (P. G.) de la conductibilité (λ_- et λ_+). Le produit du gradient du potentiel et de la conductibilité, les deux facteurs exprimés en unités électrostatiques, donne en valeur absolue le courant électrique qui passe de l'atmosphère à la surface de la terre. Toutes ces mesures sont effectuées à une maison isolée, située dans l'ouest de la ville de Fribourg, sur la colline du Guintzet, à 675 mètres d'altitude.

Le gradient du potentiel est mesuré à une distance de 1 m. 80 du mur de l'édifice, à 5 m. 50 au-dessus du sol. L'électromètre adopté est celui de M. Exner. Les valeurs obtenues sont converties en valeurs absolues, c'est-à-dire en valeurs du potentiel atmosphérique à 1 mètre au-dessus du sol, en terrain plat et découvert, par la comparaison avec les valeurs obtenues au même moment par un autre observateur avec le dispositif imaginé par M. Exner, installé sur un pré voisin.

La mesure de la conductibilité s'effectue au moyen de deux électromètres Wulf munis des fils de 50 resp. 75 cm. de longueur, servant comme corps disperseurs. Les instruments dont l'un était chargé positivement, l'autre négativement sont placés sur une vaste terrasse abritée contre le champ du globe par une grille métallique. Les conductibilités, exprimées en 10^{-6} unités électrostatiques sont calculées d'après la formule

$$\lambda = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{Z+C}{Z} \cdot \frac{1}{t_2 - t_1} \cdot \text{log. nat.} \frac{V_1}{V_2}$$

où Z signifie la capacité du fil disperseur
C celle de l'électromètre
V_1 le potentiel au moment t_1
V_2 le potentiel au moment t_2
$t_2 - t_1$ était en général 300 secondes.

Les valeurs du gradient exprimées en volts par mètre sont converties en unités électrostatiques par centimètres par division avec 30,000.

[1] Nous continuerons la publication de ces observations mois par mois pendant le cours de cette année. *(Réd.)*.

MESURES DU COURANT ÉLECTRIQUE

PASSANT DE L'ATMOSPHÈRE A LA TERRE

faites chaque jour à Fribourg, à 2 h. 30 du soir

JANVIER 1913

Date	λ_-	λ_+	q_2 λ_-/λ_+	P.G.	Courant	
1	—	—	—	500	—	brumeux
2	—	—	—	—	—	»
3	50	61	1.22	403	149	$\equiv^0$
4	28	32	1.15	622	124	$\equiv^2$
5	36	48	1.50	673	183	$\equiv^0$
6	37	43	1.16	311	82	nuageux et brumeux
7	53	76	1.42	340	146	brumeux, ciel découv.
8	—	—	—	—	—	brouillard
9	22	36	1.64	914	181	»
10	65	76	1.17	363	170	»
11	192	160	0.83	148	123	nuageux, vent sud-ouest
12	227	219	0.97	150	218	clair, vent sud-ouest
13	—	—	—	—	—	nuageux.
14	42	41	0 97	346	95	couvert, tempér. basse
15	46	42	0.91	303	89	brumeux, à la neige
16	116	130	1.12	118	96	nuageux
17	88	99	1.12	159	97	» fort vent sud-ouest
18	—	—	—	126	—	pluie
19	86	89	1 04	229	133	couvert
20	118	81	0.69	338	223	»
21	—	—	—	—	—	
22	107	114	1.06	129	95	pluvieux
23	—	—	—	—	—	pluie
24	115	120	1.04	134	104	nuageux
25	23	13	0.57	560 — 260	—	pluvieux
26	115	146	1.27	115	100	»
27	80	74	0.92	414	212	$\equiv^0$
28	—	—	—	—	—	
29	66	76	1.15	141 — 229	—	nébuleux
30	—	—	—	—	—	
31	—	—	—	—	—	pluie

Abréviations

λ_- = conductibilité par ions négatifs en unités éléctrostatiques $\times 10^6$

λ_+ = » » » positifs » » $\times 10^6$

P.G. = gradient du potentiel en volt par mètre.

Courant vertical, en unités électrostatiques $\times 10 = (\lambda_- + \lambda_+) \times$ P.G.

OBSERVATIONS MÉTÉOROLOGIQUES

FAITES A

L'OBSERVATOIRE DE GENÈVE

PENDANT LE MOIS

DE JANVIER 1913

Le 1, gelée blanche le matin.
2, gelée blanche le matin ; brouillard le soir.
6, pluie depuis 5 h. 40 m. du soir.
7, brouillard le soir.
10, grésil de 5 h. 20 m. à 5 h. 50 m. du soir.
12, pluie dans la nuit ; grésil à 11 h. 30 m. du matin.
13, pluie et neige dans la nuit ; nouvelle neige sur les montagnes environnantes.
14, légère gelée blanche le matin.
15, pluie et neige dans la nuit ; pluie depuis 11 h. 30 m. du matin à 4 h. et depuis 10 h. du soir.
17, pluie dans la nuit, à 1 h. et à 4 h. du soir.
18, pluie dans la nnit, à 1 h. et à 4 h. et depuis 9 h. du soir ; fort vent pendant la journée.
19, pluie dans la nuit.
20. pluie et neige le matin.
21. pluie dans la nuit et pendant la plus grande partie de la journée ; fort vent pendant la plus grande partie de la journée.
22, pluie dans la nuit ; neige à 10 h. du soir.
23, neige et pluie dans la nuit ; hauteur de la neige 1 cm. ; pluie le matin et jusqu'à 4 h. du soir.
25, gelée blanche le matin ; pluie à 7. du soir.
26, pluie depuis 5 h. 30 m. du soir.
29, brouillard le matin.
30, pluie dans la nuit.
31, pluie le matin jusqu'à 1 h. du soir.

Hauteur totale de la neige : 1 cm. tombée en un jour.

GENÈVE — JANVIER 1913

Jour du mois	Pression atmosphérique 700mm + 7 h.	1 h.	9 h.	Moyenne 8 Obs.	Ecart av. la norm.	Barographe Min.	Barographe Max.	Vent 7 h.	Vent 1 h.	Vent 9 h.	Dominant	Vit. moy. kil. h.	Nébulosité 7 h.	1 h.	9 h.	Moy. 6 obs.	Durée d'insolation	Pluie Hauteur 24 h.	Pluie Nombre d'heures
	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm										h.	mm.	
1	33.8	31.9	31.4	32.94	+ 5.12	31.0	35.4	WNW.0	WNW.0	WNW.0	calme	0.6	10	10	10	10	0.0	....	....
2	30.0	28.5	28.0	29.02	+ 1.18	27.9	31.0	WNW.0	WNW.0	WNW.0	calme	0.4	10	8	10	9	0.0	....	....
3	28.2	28.9	29.7	28.71	+ 0.85	27.6	30.2	W. 0	W. 0	W. 0	calme	0.7	10	10	10	10	0.0	....	....
4	32.3	32.5	32.7	32.14	+ 4.27	30.2	33.1	N. 0	NNW. 1	NNE. 0	calme	0 9	10	10	10	10	0 0	....	....
5	33.4	34.3	35.0	34.08	+ 6.19	33.0	35.8	NE. 1	ENE. 1	ENE. 0	calme	1.4	10	10	10	10	0 0	....	....
6	36 1	35.0	34.7	**35.35**	**+ 7.45**	34.5	**36.3**	ENE. 0	ENE. 0	ENE. 0	calme	0.8	10	10	10	10	0.0	....	....
7	34.3	33.0	32.1	33.39	+ 5.48	31 9	34.6	ENE. 0	ENE. 0	ENE. 0	calme	0.7	10	7	10	8	3.3	3.0	6
8	31.7	29.9	30.6	30.95	+ 3.04	29.6	31.9	ENE. 0	NNE. 1	NNE. 0	calme	1.1	10	10	10	10	0.0	....	...
9	31.1	30.5	28.6	30.39	+ 2.47	28.4	32.0	NNE. 0	NNE. 0	NNE. 0	calme	0.9	10	10	10	10	0.0	. ..	....
10	27.7	26.7	27.0	27.41	- 0.51	26.7	28.4	ENE. 0	NNE. 1	NNE. 0	calme	0.9	10	10	10	10	0.0	....	....
11	26.5	24.4	20.9	24.38	- 3.54	19.7	27.0	NW. 0	WNW.1	SW. 0	calme	0.6	10	10	10	10	0.0	....	....
12	24.0	25.3	25.3	24.04	- 4.88	19.8	25.4	SW. 1	SSW. 1	WNW.0	SSW. 1	1.2	7	6	10	8	3.9	8.8	6
13	25.2	25.6	25.6	25.35	- 2.57	24.8	25.7	SSW. 1	SSW. 1	WSW.0	SSW. 1	1.9	9	9	10	9	2.6	2.6	5
14	24.1	22.6	22.6	23.45	- 4.46	22.5	25.0	WSW.0	WSW.1	W. 0	calme	2.1	10	3	6	6	3.9	....	....
15	22.5	22.6	23.1	22.73	- 5.17	22.4	23.2	NW. 0	WSW.0	NNW.0	calme	1.1	8	10	10	8	0.2	1.7	3
16	23.1	24.0	23.1	23.33	- 4.56	22.7	24.4	S. 1	SW 2	SW. 1	SW 1	0.9	10	10	10	10	0.0	5.9	8
17	23.0	22.1	23.1	22.61	- 5.27	22.0	23.6	SW. 1	SSW. 1	W. 1	SSW. 1	3.6	8	4	8	7	4.1	5.6	8
18	23 1	24.4	28.7	24.91	- 2.96	22.4	29.1	SSW. 1	SSW. 2	SSW. 2	SSW. 2	7.3	7	9	8	8	2.0	3.7	6
19	29.8	27.7	23.7	27.69	- 0.16	22.5	29.9	SSW. 1	NW. 0	NNE. 0	var.	15.6	10	10	10	9	1.0	2.9	4
20	21.3	22.7	20.5	21.72	- 6.11	19.2	22.8	ESE. 1	SSW. 1	SSW. 1	SSW. 1	5.0	7	9	9	9	2.8	0.2	1
21	18.7	19.1	21.1	**19.36**	**- 8.45**	**17.2**	21.8	SSW. 1	SSW. 2	SSW. 2	SSW. 2	8.2	10	8	10	9	0 4	8.0	8
22	27.5	30.4	31.7	28.78	+ 0.99	21.8	31.8	SSW. 1	SSE. 1	NW. 0	SSW. 1	**20.6**	10	10	10	10	1.7	9 2	**10**
23	29.6	31.0	31.0	30.64	+ 2.87	29.6	31.1	NW. 0	NNW. 1	NNW. 0	NNW. 1	8.0	10	8	10	9	1.7	2.2	1
24	29.4	27.3	25.9	28.18	+ 0.44	25 9	31.1	ENE. 1	N. 1	N. 0	calme	2.3	10	10	9	10	0.2	**9.8**	9
25	26.5	27.1	28.8	27.28	- 0.43	26.0	29.2	S. 0	SW. 0	SW. 0	calme	1.7	9	5	1	6	**7.0**	....	....
26	29.6	30.3	30.6	29.94	+ 2.26	29.0	30.7	NNW. 0	SW. 0	W. 1	var.	0.6	2	10	10	8	0 0	0.9	2
27	29.9	30.0	29 5	29.81	+ 2.16	28.3	30.5	ENE. 1	NNE. 1	NE. 0	NE. 1	4.2	10	10	10	8	1.2	. ..	....
28	27.4	26.9	26.7	27.33	- 0.28	26.5	29.3	SSW. 1	W. 1	W. 0	calme	7.0	6	10	6	9	0 0	....	....
29	27.5	26.0	24.5	26.23	- 1.34	24.1	27.8	W 0	NNW. 1	N. 0	calme	1.3	10	10	10	10	0.0	1.3	3
30	23.7	25.0	25.6	24.79	- 2.74	23.5	25.9	NNE. 0	NNE. 1	ENE. 0	NNE. 1	1.6	10	10	10	10	0 0	0.4	1
31	23.4	23.0	29.5	25.05	- 2.14	22.4	29.9	SW. 2	SW. 3	S. 0	SW. 2	3.6	10	10	10	10	0.0	....	....
Mois	27.57	27.37	27.47	27.48	+ 0.11							3.97	9.1	8.9	9.2	9.0	36.0	73.2	91

GENÈVE — JANVIER 1913

Jour du mois	Température 7 h.	1 h.	9 h.	Moyenne 8 Observ.	Ecart avec la normale	Min.	Max.	Fraction de saturation en % 7 h.	1 h.	9 h.	Moyenne 8 Obs.	Ecart av. la norm.	Min.	Max.	Tempér. du Rhône Midi	Ecart avec la normale	Limnimètre
	°	°	°	°	°	°	°								°	°	mm.
1	- 2.4	- 1.3	- 2.4	- **2.11**	- **1.90**	- **3.4**	- 0.4	96	98	96	96	+10	94	98	—	—	1520
2	- 1.6	+ 2.2	- 0.2	- 0.51	- 0.27	- 3.2	+ 3.8	96	80	98	94	+ 8	80	98	6.0	+ 0.6	1515
3	- 0.4	0.1	+ 0.6	- 0.34	- 0.08	- 2.0	1.0	98	96	98	**98**	**+12**	96	100	6.0	+ 0.6	1515
4	- 0.6	+ 0.1	+ 0.2	- 0.10	+ 0.18	- 1.6	1.0	98	98	98	97	+11	96	98	6.0	+ 0.6	1525
5	- 0.4	0.0	- 0.4	- 0.30	- 0.01	- 1.5	1.0	98	98	94	**98**	**+12**	96	98	—	—	1515
6	- 1.8	- 0.3	+ 0.3	- 0 65	- 0.34	- 2.0	1.2	98	96	98	97	+11	96	98	5.5	+ 0.3	1495
7	+ 1.2	+ 5.2	1.2	+ 2.19	+ 2.51	+ 0.2	7.0	96	80	96	94	+ 8	80	98	6.5	+ 1.3	1505
8	- 0.4	2.1	1.4	0.89	+ 1.21	- 1.0	3.0	96	96	93	94	+ 8	86	98	5.5	+ 0.3	1510
9	+ 0.4	1.4	0.5	0.75	+ 1 07	- 0 6	2.4	96	90	92	94	+ 8	82	100	5.7	+ 0.5	1510
10	- 0.5	1.5	1.2	0.40	+ 0.72	- 1.2	2.0	96	74	85	89	+ 3	70	98	5.5	+ 0.4	1475
11	+ 0.6	8.4	8.2	4.51	+ 4.83	+ 0.1	8.5	94	66	94	81	- 5	66	98	5.5	+ 0.1	1490
12	6.3	6.2	4.0	5.79	+ 6.10	2.4	9.0	83	58	73	74	-12	46	93	—	—	1455
13	+ 4.1	7.9	3.2	4.49	+ 4.79	+ 1.0	8.0	74	48	93	71	-15	46	94	6.5	+ 1.5	1465
14	- 0.1	2.7	1.8	1.71	+ 2.00	- 0.5	3.8	96	79	85	83	- 3	68	97	7.5	+ 2 5	1450
15	+ 0.6	1.6	2.8	1.49	+ 1.76	- 0.1	3.4	96	98	93	96	+10	94	98	6.0	+ 1.0	1465
16	1.2	8.2	7.8	5.71	+ 5.96	+ 1.2	9.0	98	65	52	78	- 8	50	98	7.0	+ 2.0	1440
17	6.4	9.4	6.8	6.93	+ 7.16	4.0	11.5	76	60	71	75	-11	58	90	7.2	+ 2.3	1405
18	6.1	6.2	5.1	5.81	+ 6.01	4.0	8.0	71	76	70	77	- 9	66	90	6.0	+ 1.1	1435
19	4.0	7.4	4.1	5.01	+ 5.19	3.1	8.0	70	64	72	70	-16	60	82	—	—	1405
20	4.3	5.8	4.8	1.81	+ 4.95	1.5	7.5	80	75	65	**69**	**-17**	57	85	6.0	+ 1.1	1475
21	3.8	4.8	4.0	4.77	+ 4.88	3.0	7.8	87	80	80	79	- 7	63	89	6.5	+ 1.6	1130
22	3.4	5.0	3.0	3.93	+ 4.00	1.5	6.0	83	54	71	72	-11	50	90	6.5	+ 1.7	1470
23	0.4	3.7	4.2	2.75	+ 2.78	0.2	6.6	98	98	98	94	+ 8	68	100	5.7	+ 0.9	1495
24	+ 4.2	6.4	3.0	4.67	+ 4.66	+ 1.8	8.0	87	83	90	90	+ 5	70	98	6.0	+ 1.2	1485
25	- 0.4	5.1	1.4	2.80	+ 2.74	- 1.0	7.0	100	78	93	91	+ 6	75	100	6.0	+ 1.2	1455
26	+ 4.2	10.8	7.0	6.79	+ 6.69	+ 3.3	**13.0**	97	76	85	85	0	70	98	—	—	1445
27	3.2	4.2	3.0	3.31	+ 3.16	0.1	5.0	87	80	90	84	- 1	72	90	6.0	+ 1.2	1510
28	1.6	4.2	4.4	3.13	+ 2.92	0 0	5.0	96	84	92	90	+ 5	80	96	5.7	+ 0.9	1465
29	4.1	5.4	5.2	4.73	+ 4.47	3.8	6.0	97	92	94	95	+10	90	98	6.2	+ 1.4	1490
30	4.0	5.4	5.4	4.99	+ 4.67	3.5	6.2	93	83	85	89	+ 4	75	96	6.0	+ 1.2	1465
31	+ 7.2	+ 8.8	+ 6.8	+ **7.81**	+ **7.43**	+ 5.0	+10.0	80	80	53	**69**	-16	**45**	85	6.5	+ 1.7	1420
Mois	+ 2.12	+ 4.47	+ 3.28	+ 3.10	+ 3.18	+ 0.70	+ 5.78	91	80	85	86	0			6.13	+ 1.02	1474

MOYENNES DE GENÈVE. — JANVIER 1913

Correction pour réduire la pression atmosphérique de Genève à la pesanteur normale : + 0mm.02. — Cette correction n'est pas appliquée dans les tableaux.

Pression atmosphérique : 700mm +

	1 h. m.	4 h. m.	7 h. m.	10 h. m.	1 h. s.	4 h. s.	7 h. s.	10 h. s.	Moyennes
	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm
1re déc.	31.87	31.72	31.89	32.08	31.11	30.89	30.96	30.99	31.44
2e »	23.96	24.11	24.26	24.75	24.13	23.76	23.77	23.42	24.02
3e »	26.80	26.48	26.65	27.06	26.90	27.16	27.48	27.76	27.04
Mois	27.52	27.41	27.57	27.93	27.37	27.27	27.40	27.40	27.48

Température.

	1 h. m.	4 h. m.	7 h. m.	10 h. m.	1 h. s.	4 h. s.	7 h. s.	10 h. s.	Moyennes
	o	o	o	o	o	o	o	o	o
1re déc.	− 0.81	− 0.92	− 0.65	− 0.09	+ 1.10	+ 0.99	+ 0.43	+ 0.12	+ 0.21
2e »	+ 3.44	+ 3.71	+ 3.65	+ 4.74	6.38	5.86	4.74	4.49	4.63
3e »	3.65	3.24	3.25	4.69	5.80	6.08	5.11	4.31	4.52
Mois	+ 2.14	+ 2.05	+ 2.12	+ 3.16	+ 4.47	+ 4.37	+ 3.48	+ 3.02	+ 3.10

Fraction de saturation en %.

	1 h. m.	4 h. m.	7 h. m.	10 h. m.	1 h. s.	4 h. s.	7 h. s.	10 h. s.	Moyennes
1re décade	97	97	97	95	91	93	96	96	95
2e »	88	84	84	72	69	69	77	76	77
3e »	86	90	91	86	81	77	83	87	85
Mois	90	90	91	88	80	80	85	87	86

Dans ce mois l'air a été calme 532 fois sur 1000.

Le rapport des vents $\frac{\text{NNE}}{\text{SSW}} = \frac{12}{60} = 0.20$

Moyennes des 3 observations (7h, 1h, 9h)

	mm
Pression atmosphérique......	27.47
Nébulosité	9.1
Température $\frac{7+1+9}{3}$ ..	+ 3°.29
Température $\frac{7+1+2\times 9}{4}$ ..	+ 3°.29
Fraction de saturation........	85 %

Valeurs normales du mois pour les éléments météorologiques, d'après Plantamour :

	mm
Press. atmosphér.. (1836-1875)	27.37
Nébulosité.. ..... (1847-1875).	7.9
Hauteur de pluie.. (1826-1875).	48mm.8
Nombre de jours de pluie. (id.).	10
Température moyenne... (id.).	+ 0°.08
Fraction de saturat. (1849-1875).	86 %

Observations météorologiques faites dans le canton de Genève

Résultats des observations pluviométriques

Station	CÉLIGNY	COLLEX	CHAMBÉSY	CHATELAINE	SATIGNY	ATHENAZ	COMPESIÈRES
Hauteur d'eau en mm.	127.4	109.1	87.6	81.5	98 6	86.4	76.5

Station	VEYRIER	OBSERVATOIRE	COLOGNY	PUPLINGE	JUSSY	HERMANCE
Hauteur d'eau en mm.	63.4	73.2	66.4	61.2	54.8	85 0

Insolation à Jussy : 20 h. 1.

OBSERVATIONS MÉTÉOROLOGIQUES

FAITES AU

GRAND SAINT-BERNARD

PENDANT LE MOIS

DE JANVIER 1913

Les 5 et 6, très fort vent et brouillard le matin.
le 11, neige.
12, violente bise et neige.
les 13 et 15, brouillard et neige.
16, 17, 18, 19, 20, 21, 28 et 30, neige.
22 et 23, forte bise et neige.
le 26, brouillard et neige.
30, brouillard.

GRAND SAINT-BERNARD — JANVIER 1913

Jour du mois	Pression atmosphérique 500mm + 7 h.	1 h.	9 h.	Moyenne 3 Obs.	Ecart av. la norm.	Barographe Min.	Barographe Max.	Vent 7 h.	1 h.	9 h.	Dominant	Nébulosité 7 h.	1 h.	9 h.	Moyenne 3 Obs.	Pluie Hauteur (24 h.)	Neige Hauteur (24 h.)
	mm.	mm.	mm.	mm.	mm.	mm.	mm.									mm.	cm.
1	69.1	68.1	67.1	68.1	+ 6.7	66.2	69.3	SW. 0	SW. 0	SW. 1	calme	0	0	0	0	....	....
2	65.4	64.3	63.9	64.5	+ 3.2	63.6	66.2	NE. 1	NE. 1	NE. 1	NE. 1	10	7	8	8	....	....
3	63.3	65.1	66.1	64.8	+ 3.5	63.2	66.5	NE. 0	NE. 0	NE. 1	calme	0	0	3	1	....	....
4	67.0	67.5	68.3	67.6	+ 6.3	66.5	68.7	NE. 0	SW. 0	SW. 1	calme	0	2	1	1	....	....
5	69.0	69.5	70.7	**69.7**	**+ 8.4**	68.7	**70.7**	SW. 3	SW. 2	SW. 1	SW. 2	10	10	10	10	....	....
6	69.6	68.8	68.8	69.1	+ 7.8	68.3	70.1	SW. 2	SW 1	SW. 0	SW. 1	10	1	0	4	....	....
7	68.1	67.2	67.3	67.5	+ 6.3	66.7	68.3	SW. 0	SW. 0	SW. 1	calme	1	2	0	2	....	....
8	66.5	65.3	65.7	65.8	+ 4.6	65.3	66.7	SW. 1	SW. 1	SW. 1	SW. 1	2	2	0	1	....	....
9	65.3	64.6	63.5	64.5	+ 3.3	63.0	65.4	SW. 0	SW. 0	SW. 0	calme	7	2	0	3	....	....
10	62.0	60.7	61.1	61.3	+ 0.1	60.6	63.0	SW. 0	SW. 0	SW. 0	calme	0	1	5	2	....	....
11	61.7	60.1	59.1	60.3	- 0.8	58.5	61.8	SW. 0	SW. 0	SW. 1	calme	2	2	10	5	1.3	2
12	57.0	57.3	58.8	57.7	- 3.4	57.0	58.8	NE. 4	NE. 4	NE. 1	NE. 3	10	10	10	10	22.1	29
13	58.3	59.1	59.8	59.1	- 2.0	58.3	59.8	NE. 0	NE. 1	NE. 0	calme	10	2	0	4	6.8	12
14	59.4	59.1	59.4	59.3	- 1.7	59.0	59.5	NE. 0	SW. 1	SW. 2	SW. 1	3	5	10	6	2.5	3
15	58.8	58.4	68.9	58.7	- 2.3	58.4	59.1	NE. 1	SW. 1	NE. 1	NE. 1	10	10	5	8	1.0	3
16	58.9	59.0	60.0	59.3	- 1.7	58.9	60.1	SW. 1	SW. 0	SW. 1	SW. 1	7	3	10	7	11.3	20
17	59.8	59.0	59.0	59.3	- 1.7	58.6	60.0	NE. 1	SW. 1	SW 1	SW. 1	10	10	1	8	10.7	26
18	58.1	58.8	61.3	59.4	- 1.5	58.0	61.9	SW. 0	NE. 1	NE. 1	NE. 1	10	10	10	10	**31.7**	**47**
19	62.8	62.3	61.0	62.0	+ 1.1	59.8	62.8	NE. 1	NE. 1	SW. 2	NE. 1	10	5	3	6	2.3	7
20	58.2	57.0	56.8	57.3	- 3.6	55.7	59.8	SW. 2	NE. 1	NE. 0	var.	10	9	3	7	7.5	10
21	54.0	54.5	55.6	**54.7**	**- 6.1**	**54.0**	56.3	SW. 1	SW. 0	NE. 1	var.	10	10	10	10	21.3	29
22	57.6	61.2	64.0	60.9	+ 0.1	56.3	64.0	NE. 4	NE. 1	NE. 1	NE. 2	10	10	1	7	13.5	20
23	63.1	64.8	64.8	64.2	+ 3.4	63.0	64.9	NE 2	NE. 3	NE. 3	NE. 3	10	10	10	10	12.0	17
24	64.9	64.8	64.2	64.6	+ 3.9	63.8	64.9	NE. 1	NE. 0	NE. 0	calme	0	2	1	1	....	....
25	63.4	63.6	65.1	64.0	+ 3.3	63.4	65.2	NE. 0	NE. 0	NE. 1	calme	2	9	7	6	....	....
26	64.7	65.1	65.4	65.1	+ 1.4	64.7	65.4	NE. 1	NE. 2	NE. 1	NE. 1	10	10	10	10	3.3	1
27	65.3	65.4	64.9	65.2	+ 4.6	63.9	65.3	NE. 1	SW. 1	SW. 0	var.	0	0	0	0	....	....
28	62.4	62.3	63.2	62.6	+ 2.0	62.2	63.9	NE. 1	NE. 1	NE. 1	NE. 1	2	9	10	7	1.8	3
29	63.2	62.2	61.3	62.2	+ 1.7	60.4	63.2	NE. 1	NE. 0	NE. 1	NE. 1	10	2	0	4	....	....
30	59.8	60.4	62.2	60.8	+ 0.3	59.8	62.3	SW. 1	NE. 1	SW. 1	SW. 1	10	9	5	8	....	....
31	61.0	60.0	62.7	61.2	+ 0.7	60.0	62.7	SW. 0	SW. 1	NE 2	var.	10	10	10	10	8.4	12
Mois	62.51	62.44	62.90	62.62	+ 2.13							6.4	5.6	5.0	5.7	157.5	238

GRAND SAINT-BERNARD — JANVIER 1913

Jour du mois	Température							Fraction de saturation en %					
	7 heures	1 heure	9 heures	Moyenne 3 Observ.	Ecart avec la normale	Minimum	Maximum	7 h.	1 h.	9 h.	Moyenne 3 Obs.	Min.	Max.
	°	°	°	°	°	°	°						
1	- 3.8	- 1.8	- 4.2	- 3.3	+ 5.3	- 4.6	- 1.0	36	40	50	42	**14**	56
2	- 5.6	- 4.5	- 5.2	- 5.1	+ 3.5	- 6.2	- 3.8	74	86	92	84	48	94
3	- 7.6	- 4.2	- 5.6	- 5.8	+ 2.9	- 7.8	- 4.0	95	64	70	76	56	96
4	- 7.3	- 5.2	- 7.0	- 6.5	+ 2.2	- 7 5	- 5.2	71	71	90	77	58	96
5	- 7 7	- 7.4	- 8.2	- 7.8	+ 0.9	- 8.8	- 7.2	98	97	98	**98**	96	98
6	- 9.8	- 8.8	- 7.4	- 8.7	+ 0 1	- 10.1	- 7.1	97	96	89	94	84	98
7	- 6.0	- 4.2	- 6.5	- 5 6	+ 3.2	- 6.6	- 3.3	81	68	82	77	61	86
8	- 8.0	- 7.3	- 8.9	- 8.0	+ 0.8	- 9.6	- 7.1	57	59	78	65	52	83
9	- 6.2	- 4.4	- 6.5	- 5.7	+ 3.1	- 9.8	- 2.6	51	43	48	47	37	69
10	- 7.4	- 6.3	- 7.8	- 7.2	+ 1.7	- 8.7	- 6.0	63	61	86	70	52	91
11	- 8.2	- 3.5	- 3.7	- 5.1	+ 3.8	- 8.4	- 2.4	88	50	96	78	45	97
12	- 7.6	- 9 8	- 11 4	- 9.6	- 0.7	- 11.7	- 3.2	97	94	93	95	92	97
13	- 11.3	- 9.6	- 13.0	- 11.3	- 2.4	- 13.3	- 8.8	91	74	49	71	46	92
14	- 11.6	- 12.1	- 12.4	- **12.0**	- **3.0**	- 12.4	- 11 2	45	59	90	65	41	90
15	- 10.8	- 8.6	- 9.2	- 9.5	- 0.5	- 12.1	- 8.0	91	91	91	91	90	93
16	- 9.9	- 5.8	- 8.7	- 8 1	+ 0.9	- 10.2	- 4.5	94	91	91	92	90	95
17	- 7.5	- 6 0	- 6.8	- 6.8	+ 2.2	- 7.6	- 5.7	94	91	93	93	90	95
18	- 8.8	- 7.7	- 9.2	- 8.6	+ 0.4	- 10.1	- 7 6	94	84	92	90	80	95
19	- 10.4	- 9 2	- 10.6	- 10.1	- 1.1	- 12.0	- 7.4	93	51	70	71	47	94
20	- 10.8	- 8.0	- 12.1	- 10.3	- 1.3	- 12.4	- 7.6	93	82	81	85	80	94
21	- 8.2	- 8.0	- 9.8	- 8.7	+ 0.3	- 11 0	- 7.5	94	81	92	89	78	95
22	- 10.5	- 9.8	- 14.4	- 11.6	- 2.5	- **14.4**	- 9.8	92	91	76	86	71	94
23	- 6.9	- 4.4	- 4.8	- 5.4	+ 3.7	- 13.8	- 3.6	94	95	96	95	86	98
24	- 5.8	- 0.6	- 3.2	- **3.2**	+ **5.9**	- 6.3	- 0.2	34	27	34	**32**	20	76
25	- 4 8	- 0.8	- 4.8	- 3.5	+ 5.6	- 5.5	**0.0**	24	28	61	38	16	87
26	- 4.2	- 3.0	- 5.8	- 4.3	+ 4.8	- 7.4	- 2.5	99	98	96	**98**	87	100
27	- 8.0	- 7.6	- 4.0	- 6.5	+ 2.6	- 8.2	- 3.6	34	77	42	51	16	81
28	- 5.8	- 4.0	- 4.4	- 4.7	+ 4.4	- 6.1	- 3.7	45	64	94	68	37	96
29	- 4.2	- 1.2	- 5.9	- 3.8	+ 5.3	- 6.8	- 0.8	99	61	90	83	52	100
30	- 9.6	- 7.6	- 5.2	- 7.5	+ 1.6	- 9.6	- 4.1	97	95	90	94	90	98
31	- 5.0	- 3.0	- 7.0	- 5.0	+ 4.1	- 8.2	- 3.0	94	94	95	94	92	98
Mois	- 7.72	- 5.95	- 7.54	- 7.07	+ 1 97	- 9.26	- 4.92	78	73	80	77		

MOYENNES DU GRAND SAINT-BERNARD. — JANVIER 1913

Correction pour réduire la pression atmosphérique du Grand Saint-Bernard à la pesanteur normale : — 0mm.22. — Cette correction n'est pas appliquée dans les tableaux.

	Pression atmosphérique : 500mm +				Fraction de saturation en %			
	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne
	mm	mm	mm	mm				
1re décade	66.53	66.11	66.25	66.30	72	68	78	73
2e »	59.30	59.01	59.41	59.24	88	77	85	83
3e »	61.76	62.21	63.04	62.34	73	74	79	75
Mois	62.51	62.44	62.90	62.62	78	73	80	77

Température.

	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne. $\frac{7+1+9}{3}$	Moyenne. $\frac{7+1+2\times 9}{4}$
	°	°	°	°	°
1re décade	— 6.94	— 5.41	— 6.73	— 6.37	— 6.45
2e »	— 9.69	— 8.03	— 9.71	— 9.14	— 9.28
3e »	— 6.64	— 4.55	— 6.30	— 5.83	— 5.95
Mois	— 7.72	— 5.95	— 7.54	— 7.07	— 7.19

Dans ce mois l'air a été calme 333 fois sur 1000

Le rapport des vents $\frac{NE}{SW} = \frac{52}{33} = 1.58$

Pluie et neige dans le Val d'Entremont.

Station	Martigny-Ville	Orsières	Bourg-St-Pierre	St-Bernard
Eau en millimètres....	84.7	69.3	51.7	157.5
Neige en centimètres . .	20	59	54	238

LE

COEFFICIENT D'AIMANTATION DE L'EAU

ET DE

L'OXYGÈNE

PAR

Auguste PICCARD (Zurich)[1]

Introduction

L'importance de l'eau comme substance étalon en magnétisme

La découverte du *magnéton*[2], qui date d'il y a deux ans, a beaucoup contribué à éclaircir nos notions sur le magnétisme. En effet, nous savons maintenant que chaque molécule d'une substance magnétique contient toujours un *nombre entier* d'aimants élémentaires, dont le moment magnétique est le même dans toutes les substances. Pour confirmer et approfondir la théorie des magnétons, il nous faut connaître les coefficients d'aimantation d'un grand nombre de substances.

L'expérience a montré qu'il est relativement facile de comparer des susceptibilités magnétiques, mais que par contre il est beaucoup plus difficile de mesurer une susceptibilité en valeur absolue. Il en résulte que l'on trouve dans la littérature

[1] Ce travail a été exécuté dans le Laboratoire de Physique de l'Ecole Polytechnique Fédérale sous la direction de M. le professeur Pierre Weiss.

[2] P. Weiss. *Archives*, T. XXXI, 1911, p. 401.

un grand nombre de déterminations de coefficients d'aimantation qui tous sont rapportés à une *substance étalon.* Comme telle on a d'habitude choisi l'*eau,* car elle se prête admirablement à servir d'étalon, aussi bien en magnétisme que dans beaucoup d'autres cas. Il n'y a, en effet, guère une autre substance qui puisse toujours être reproduite sans grande peine à un état aussi pur que l'eau.

Dans le *Recueil de constantes physiques,* par exemple, qui vient d'être publié par les soins de la Société Française de Physique, nous trouvons une grande compilation de coefficients d'aimantation avec la remarque suivante: « Toutes les données numériques (à l'exception des mesures absolues directes) ont été transformées, de façon à les rendre comparables en prenant dans tous les cas pour le coefficient d'aimantation spécifique de l'eau le nombre déterminé par P. Curie: $\chi = -0{,}79.10^{-6}$ », puis en note: « Si l'on admettait la valeur plus probable: $\chi = 0{,}72.10^{-6}$, tous les nombres indiqués dans les tableaux qui suivent devraient être diminués de 89 pour 1000 ». (Si les auteurs, G. Meslin et P. Pascal, considèrent en fin de compte le nombre 72 comme étant le plus probable, ils y ont probablement été amenés par les dernières déterminations de Sève et les miennes. Voir à ce sujet le tableau à la page suivante).

Mais ce n'est pas seulement pour déterminer des coefficients d'aimantation que l'on a avantage à choisir l'eau comme substance étalon, mais aussi s'il s'agit de mesurer des *champs magnétiques* intenses. Nous verrons dans la suite de ce travail qu'il est facile d'éviter complètement les perturbations capillaires bien connues du ménisque de l'eau et que par conséquent la méthode de la dénivellation magnétique de l'eau permet de mesurer rapidement et avec grande précision tous les champs magnétiques dépassant 10 000 gauss [1].

Toutes ces applications exigent naturellement que nous con-

[1] Plusieures mesures de champs magnétiques ont déjà été exécutées ces derniers temps, dans le laboratoire de M. Weiss, au moyen du dispositif de dénivellation que nous décrirons au cours de ce travail. Quelques-unes d'entre elles ont porté sur des entrefers de 2 mm. seulement et tout fait penser que l'on arriverait encore à faire des mesures satisfaisantes dans des entrefers de 0,5 mm. par exemple.

naissions avec une exactitude suffisante en valeur absolue le coefficient d'aimantation de l'eau.

Les anciennes déterminations de l'eau

De tous temps, les propriétés physiques de l'eau ont été un sujet favori des savants occupés à faire des mesures de précision. Il est donc naturel que le coefficient d'aimantation de l'eau ait déjà été déterminé un grand nombre de fois. Malheureusement les résultats de toutes ces mesures diffèrent tellement entre eux que l'on ne peut avoir confiance dans aucun d'eux. Ce n'est que, il y a peu de temps, quand le présent travail était déjà terminé dans ses parties essentielles, que parut une publication de M. Sève[1] sur le coefficient d'aimantation de l'eau qui mérite une attention approfondie. Les recherches de M. Sève ont été faites selon toutes les règles de l'art et il est évident que leur résultat ne peut plus s'écarter beaucoup de la vérité.

De toutes les mesures antérieures nous n'indiquons ici que

Diamagnétisme: Eau

Les nombres de ce tableau ont tous été rapportés au vide

Température	χ ou $\varkappa$ (D = 1)	Auteurs	
20°	$-0{,}80.10^{-6}$	Quincke	1885
22°	83	Du Bois	1888
amb.	72	S. Henrichsen	1892
15 à 159°	79	P. Curie	1895
10°	74	Townsend	1896
20°	74	Fleming et Dewar	1898
20°	78	J. Königsberger	1898
23°	78	Piaggesi	1902
22°	70 5	Stearns	1903
22°	77	O. Scarpa	1905
22°	69 5	Wills	1905
24°	72	P. Sève	1911
20°	72	A. Piccard	1912

[1] Sève. *Thèse*. Paris 1912. Voir aussi la description du travail de Sève dans la troisième partie de la présente publication.

les résultats finaux pour ne pas faire double emploi avec M. Sève qui, dans la première partie de son travail, soumet les recherches de ses prédécesseurs à une critique détaillée. Le tableau[1] qui précède a été pris tel quel dans le *Recueil de constantes physiques* que nous venons de citer.

Les principes de la mesure des coefficients d'aimantation faible

Si n'importe quel corps appartenant au groupe des substances dites faiblement magnétiques[2] est introduit dans un champ magnétique, il devient de ce fait aimanté lui-même, c'est-à-dire chaque élément de volume de ce corps acquiert les propriétés d'un aimant. Désignons par H le champ magnétique[3] et par I le moment magnétique de l'unité de volume, alors nous avons $\frac{I}{H} = \varkappa$. Nous nommons $\varkappa$ la *susceptibilité* de la dite substance. L'expérience a montré que le rapport $\frac{I}{H}$ est indépendant du champ magnétique. La susceptibilité est donc une constante de chaque substance.

Les corps dont l'aimantation a la même direction que le champ se nomment paramagnétiques, leur susceptibilité est positive. Les autres corps sont appelés diamagnétiques, leur susceptibilité est négative. La grande majorité des corps sont diamagnétiques. Nous rencontrons le paramagnétisme en général dans les combinaisons des métaux ferro- et paramagnétiques.

Si nous divisons la susceptibilité par la densité du corps, nous obtenons la susceptibilité de l'unité de masse. On la nomme

[1] Dans ce tableau, les déterminations qui paraissent trop invraisemblables ne figurent pas du tout. Ainsi, par exemple : Faraday a trouvé 66, Jäger et Meyer 64.

[2] On nomme faiblement magnétiques tous les corps para- et diamagnétiques pour les distinguer des corps ferromagnétiques.

[3] Comme nous ne parlerons pas des corps ferromagnétiques, nous pouvons négliger la petite différence entre le champ original et le champ réel à l'intérieur de la substance.

susceptibilité spécifique ou *coefficient d'aimantation* et on le représente par la lettre χ, donc

$$\chi = \frac{\varkappa}{\gamma}$$

La détermination expérimentale de la susceptibilité peut en principe être faite par deux méthodes différentes : à savoir par la mesure du champ extérieur créé par le corps en question ou par la mesure des forces qui se produisent entre le corps et le champ. Les susceptibilités des corps para- et diamagnétiques étant toujours des nombres très petits, le champ produit par un de ces corps sera toujours si petit, par rapport au champ magnétisant, qu'une mesure exacte en sera très difficile ou même impossible. De fait, à l'exception de Townsend, tous les auteurs qui ont travaillé à déterminer le coefficient d'aimantation de l'eau se sont servis de méthodes ayant pour base la mesure de forces.

Etudions donc, pour commencer, les relations qui existent entre la susceptibilité $\varkappa$, la force P_1 exercée sur l'unité de volume de la substance et la nature du champ H.

Admettons d'abord que la direction du champ soit parallèle à l'axe des x d'un système de coordonnées ; soient H le champ au point x de l'axe des x et $H + \frac{\partial H}{\partial x} dx$ celui du point voisin $x + dx$. Plaçons entre x et $x + dx$ un cube de la substance étudiée du volume dx^3, il prendra un moment magnétique $\mu = I \cdot dx^3 = \varkappa\, H dx^3$. Sur chacune de ses deux surfaces frontales sera condensée la masse magnétique $I \cdot dx^2 = \varkappa\, dx^2 H$. Il se produira donc sur la première de ces surfaces la force $P_x = \varkappa\, dx^2 H \cdot H$ et sur la seconde

$$P_{x + dx} = \varkappa\, dx^2 H \left(H + \frac{\partial H}{\partial x}\, dx\right).$$

La résultante de ces deux forces sera

$$d\,P = \varkappa\, dx^2\; H \frac{\partial\, H}{\partial\, x}\, dx = \varkappa\, dx^3\; H \frac{\partial\, H}{\partial\, x}$$

Nous avons donc sur chaque petit volume V du corps la force

$$P = \varkappa\, V\, H \frac{d\,H}{dx} \text{ dans le sens des } + x$$

Si maintenant notre corps se meut à partir de x le long

de l'axe des x jusqu'à l'infini, où $\mathrm{H}=0$, il faut lui fournir le travail

$$\mathrm{A} = \kappa \mathrm{V} \int_{x,\,\mathrm{H}}^{\infty,0} \mathrm{H} \frac{\partial \mathrm{H}}{\partial x}\, dx = \kappa \mathrm{V} \int_{\mathrm{H}}^{0} \mathrm{H}\, d\,\mathrm{H} = \frac{1}{2} \kappa \mathrm{V} \mathrm{H}^2$$

Si le corps se meut à partir du point à l'infini de l'axe des x jusqu'à n'importe quel autre point à l'infini, la force pendant ce trajet est infiniment petite, mais le chemin infiniment long. Pour démontrer que durant tout ce trajet le travail est infiniment petit nous remplaçons le mouvement du corps par une rotation de l'aimant produisant le champ. Cette rotation est finie, le couple exercé par le corps sur l'aimant est infiniment petit, donc le travail est nul.

Désignons dans la suite par potentiel $\mathfrak{P}$ d'un point le travail qui doit être fourni pour amener l'unité de volume de notre substance de l'infini jusqu'à ce point, nous avons alors toujours

$$\mathfrak{P} = -\frac{1}{2} \kappa \mathrm{H}^2$$

La composante de la force qui agit sur ce volume dans une direction quelconque w est donc

$$\mathrm{P}_w = -\frac{d\,\mathfrak{P}}{d\,w} = +\frac{1}{2} \kappa \frac{d\,(\mathrm{H}^2)}{dw} = +\kappa \mathrm{H} \frac{d\,\mathrm{H}}{dw}$$

Nous voyons donc que la grandeur et la direction de la force sont indépendantes de la direction du champ.

La direction de la force coïncide toujours avec la direction dans laquelle le champ augmente le plus, elle est donc perpendiculaire aux surfaces de même intensité de champ.

On obtient la grandeur de la force en multipliant ensemble le volume du corps, sa susceptibilité, le champ et la dérivée maximale du champ.

Il résulte de ce que nous venons de voir une méthode à l'aide de laquelle on peut mesurer des susceptibilités magnétiques.

Une petite quantité de substance, dont on connaît le volume (ou poids et densité) est placée dans le voisinage des pôles d'un électro-aimant, dont le champ a été mesuré tant en ce point qu'en tous les points voisins. Au moyen d'une balance de

grande sensibilité (d'habitude une balance de torsion) on détermine la force qui se produit au moment où l'on excite l'électro-aimant. Ainsi on a toutes les données pour calculer la susceptibilité. L'avantage de cette méthode est que la forme de la substance est sans importance, pourvu qu'elle soit petite par rapport aux dimensions du champ utilisé. Mais cet avantage est plus que compensé par le fait qu'il est extrêmement difficile, si non impossible de mesurer avec exactitude un champ non uniforme. C'est pourquoi cette méthode n'est utilisée aujourd'hui plus que pour des mesures relatives, c'est-à-dire pour comparer différentes substances avec une substance étalon.

Une seconde méthode peut être employée si la substance est donnée sous la forme d'une tige cylindrique d'une certaine longueur l.

On place alors la substance de telle façon dans le champ que par raison de symétrie la force résultante passe par l'axe du cylindre. Alors le différentiel de cette force qui agit sur un élément dl du cylindre dont la section est f sera

$$d\,\mathrm{P} = \kappa\, dl\, f\, \mathrm{H} \frac{d\mathrm{H}}{dl}$$

Nous aurons donc pour la force elle-même

$$\mathrm{P} = \kappa \int_{l=0}^{l} f\, \mathrm{H} \frac{d\mathrm{H}}{dl} \cdot dl$$

Si la section f est constante, l'intégrale aura la valeur

$$\mathrm{P} = \frac{1}{2} \kappa f (\mathrm{H}_l^2 - \mathrm{H}_0^2)$$

où H_l et H_o représentent les champs aux deux bouts du cylindre.

On s'arrange de façon à ce que l'un des deux bouts se trouve au maximum du champ, là où celui-ci est homogène et où il peut par conséquent être mesuré avec la plus grande précision. L'autre bout de la tige se trouve à une place où le champ est si faible qu'il peut être mesuré relativement au champ maximum avec toute la précision désirée. Cette méthode a encore un avantage considérable sur la première du fait que les deux

extrémités de la tige se trouvent à des places où la dérivée du champ est si petite qu'une petite faute dans le montage de l'appareil n'influe pas beaucoup sur le résultat; mais s'il s'agit d'exécuter des mesures absolues, cette méthode a le grand inconvénient de nécessiter une tige parfaitement homogène dont la section doit être bien connue. Au cours de ce travail nous verrons une application de cette méthode à la comparaison de susceptibilités de liquides.

Une troisième méthode enfin réunit en elle les avantages des deux premières, mais elle a le nouvel inconvénient de n'être utilisable que pour l'étude de liquides (éventuellement de gaz paramagnétiques). Il s'agit de la méthode d'*ascension,* inventée par *Quincke.*

Représentons-nous un tube en U rempli d'un liquide de susceptibilité χ et de densité γ. A l'un des bouts du tube nous avons le champ H_l, à l'autre le champ H_0. Au premier des deux bouts, le liquide doit atteindre à un moment donné une hauteur qui dépasse de la longueur h celle du second bout. Le reste du tube et l'espace libre en dehors du tube sont sensés être occupés par un gaz sans poids et non magnétique, en sorte qu'aux deux bouts de la colonne de liquide la pression doit être la même. Pour que dans ces conditions il y ait équilibre, il faut que le potentiel de l'unité de volume du liquide soit le même aux deux bouts, c'est-à-dire la différence des deux potentiels magnétiques doit être égale et de signe contraire à la différence des deux potentiels de gravitation, donc

$$\frac{1}{2}\,\kappa\,(H_l^2 - H_0^2) = h\,\gamma\,g$$

et

$$\chi = \frac{\kappa}{\gamma} = \frac{2\,hg}{H_l^2 - H_0^2}$$

Le tube n'a pas besoin d'être calibré, on peut donc sans difficulté le choisir assez long pour que H_0^2 puisse êttre négligé par rapport à H_l^2. Il suffit donc de mesurer un champ magnétique et une différence de niveau pour pouvoir calculer χ. Nous allons voir tout à l'heure que de fait on ne mesure pas la différence de niveau des deux bouts de la colonne, mais bien la dénivellation à l'un des côtés au moment où l'on produit le champ.

Quant au magnétisme et au poids du gaz ambiant, on en tient compte par deux petites corrections dont nous parlerons plus tard.

Cette méthode est réputée pour être facilement rendue inutilisable à cause de toutes les perturbations de nature capillaire auxquelles est sujet le ménisque du liquide. Ce n'est donc que s'il s'agit de mesurer des susceptibilités fortes, capables de produire des dénivellations de plusieurs centimètres qu'on peut la recommander, car alors les petites fautes produites par les variations de la tension capillaire peuvent être négligées.

Au cours de ce travail j'ai été amené à trouver un procédé qui met le ménisque à l'abri de toutes les variations provoquées par la capillarité, en sorte qu'à l'avenir tous les liquides pourront probablement être mesurés par la méthode de l'ascension magnétique, soit au moyen d'un champ connu, soit par comparaison avec le *liquide étalon eau* [1].

La détermination du coefficient d'aimantation de l'eau

Le choix des méthodes

Des trois méthodes dont nous avons parlé il n'y a que celle de l'ascension magnétique d'un liquide qui se prête bien à des mesures absolues de précision. Mais comme dans les champs facilement réalisables on ne pouvait espérer d'obtenir qu'une dénivellation de 1 ou de 2 mm. avec de l'eau, j'ai, au début de mon travail, considéré une mesure directe du coefficient d'aimantation de l'eau comme impossible, ne connaissant alors que les difficultés produites par la capillarité et pas le moyen très simple de les vaincre. C'est ce qui m'a fait choisir le plan suivant :

Construction d'un électro-aimant ayant un champ intense, absolument constant et bien homogène; étalonnement de ce champ en unités absolues; détermination au moyen de ce

[1] Nous parlerons plus tard de la méthode d'ascension de Sève qui emploie un champ magnétique vertical.

champ par la méthode d'ascension des coefficients d'aimantation de deux solutions concentrées, l'une de chlorure de manganèse et l'autre de nitrate de cobalt : cette détermination promettait d'être exacte grâce aux fortes ascensions magnétiques de ces liquides (10 cm. pour l'un et 5 pour l'autre) ; enfin comparaison de ces liquides avec de l'eau par la méthode du cylindre au moyen d'une balance et d'un électro-aimant quelconque.

En voulant déterminer l'ascension magnétique de la solution de chlorure de manganèse, je me suis heurté à de grandes difficultés provenant de la viscosité de ce liquide. Cela m'a fait construire un nouveau tube d'ascension avec le succès déjà mentionné de ne pouvoir non seulement mesurer les liquides fortement magnétiques par la méthode absolue de l'ascension, mais même un liquide si peu magnétique que l'eau.

La détermination du coefficient d'aimantation de l'eau par la méthode de l'ascension étant de beaucoup la plus directe et la plus sûre, je ne me baserai, quant aux résultats définitifs de mon travail, uniquement sur cette dernière méthode et je ne ferai que citer le résultat de la méthode indirecte, qui en diffère de 2 pour mille.

La construction de l'électro-aimant étalon

L'aimant étalon avait à satisfaire principalement aux conditions suivantes : le champ doit être d'une constance rigoureuse et il faut pouvoir le reproduire toujours avec la même intensité ; cette intensité doit dépasser 20000 gauss ; sur une grande étendue de l'entrefer le champ doit être assez homogène pour pouvoir être mesuré facilement ; enfin, le courant d'excitation ne doit pas chauffer les bobines. L'aimant que nous avons construit a pleinement rempli toutes ces conditions.

Tous les électro-aimants construits jusqu'à présent ont l'inconvénient que, dès qu'on les charge fortement, les bobines s'échauffent rapidement. Il en résulte l'inconvénient, non seulement d'exclure un emploi prolongé de l'appareil, mais d'habitude aussi de produire des variations sérieuses de l'intensité du champ par le fait que les noyaux s'échauffent aussi et rédui-

sent les dimensions de l'entrefer et que la perméabilité du fer varie avec la température.

C'est pourquoi le dernier modèle d'électro-aimant de M. Weiss est bobiné avec du tube de cuivre au lieu de fil de cuivre. Pendant que le courant électrique passe à travers le métal, on fait circuler à travers le tube un courant d'eau qui enlève la chaleur produite. La section libre du tube est, suivant les circonstances, égale à la moitié ou au quart de la section du cuivre, en sorte que l'augmentation de résistance ohmique produite par la forme tubulaire du conducteur n'est pas trop grande. En divisant tout le bobinage en sections, dont chacune est alimentée par la pression entière de la conduite d'eau, on peut augmenter à volonté le débit total d'eau, en sorte que quelle que soit l'élévation de température prescrite lors de la construction de l'aimant, elle ne sera jamais dépassée.

Dans notre cas il a suffi de mettre les deux bobines en parallèle pour la circulation de l'eau, tandis que pour le courant électrique nous les avons mises en série pour ne pas avoir à travailler avec des courants trop intenses. Pour éviter que la petite élévation de température de l'eau n'agisse sur les parties en fer de l'aimant, nous faisons circuler l'eau d'abord à travers la culasse elle-même et à travers les pièces polaires, puis nous lui faisons faire la circulation dans les bobines en commençant par l'intérieur. L'effet de la température initiale de l'eau de conduite est éliminé par une rampe à gaz qui chauffait l'eau préalablement toujours à la même température (19° C.).

Le dessin (Fig. 1) et les données numériques suivantes renseigneront le lecteur sur les détails de la construction et l'emploi de l'aimant construit spécialement pour mon but.

Tube de cuivre: Diamètre intérieur 4,25 mm.
» extérieur 5,75 mm.
» du tube isolé 6,5 mm.
Longueur totale du tube 232 m.

Bobines: Deux pièces, chacune a 12 couches de 20 tours.
Nombre total des tours 480.

Débit d'eau: Chaque bobine est branchée sur la conduite de 6,5 atm. de pression. Débit total 1,9 l Min.

Charge normale: I = 50 amp., avec 18 volts, ce qui produit une élévation de température de 6,8° C. de l'eau.
Entrefer: Diamètre des noyaux 7,5 cm.
» des surfaces frontales 4,3 cm.
Distance des pièces polaires 0,6 cm.
Champ: A l'état excité 21447 gauss.
Après interruption du courant 200 gauss.
Variation relative du champ: $\frac{dH}{H} : \frac{dI}{I} = \frac{1}{9}$[1]

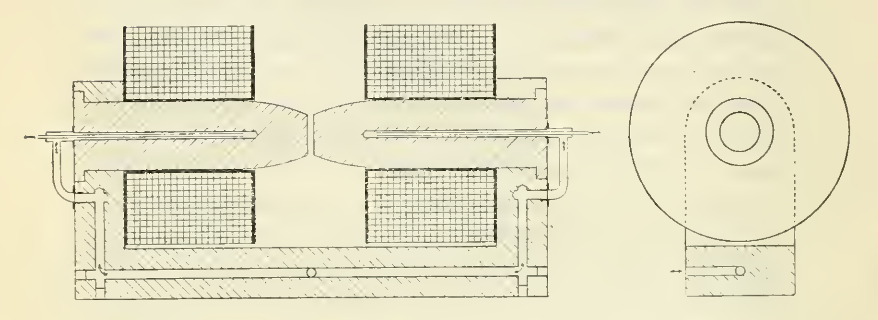


Fig. 1. — Electro-aimant à tubes avec circulation d'eau dans le fer.

Pour repérer le courant, je me suis servi d'un ampèremètre de précision Siemens et Halske, dont la position n'a pas été modifiée durant toutes mes recherches. Pour toute sûreté, l'ampèremètre a été contrôlé plusieurs fois au moyen d'un potentiomètre et d'une résistance étalon de 0,0001 ohm.

La détermination du champ étalon

Cette détermination a été exécutée en commun par M. G. Foëx et moi. La recherche des dimensions géométriques des appareils de mesure spécialement a été effectuée par M. Foëx. Le carré du champ intervenant dans le calcul d'une susceptibilité, il a fallu exécuter l'étalonnement de l'aimant avec un soin tout particulier.

[1] Il est toujours désirable d'avoir pour ce rapport un nombre petit, cela met le champ à l'abri des petites fautes de l'ampèremètre.

Le relevé topographique du champ

Les appareils pour la mesure du champ, aussi bien que le tube à ascension, n'utilisent pas un point isolé, mais une partie assez étendue de l'entrefer. Cela nous a obligés à faire la topographie du champ, c'est-à-dire à déterminer dans une échelle purement relative l'intensité du champ dans tous les points de l'entrefer.

C'est le galvanomètre ballistique qui se prête le mieux à ce genre de mesures relatives. Il suffit d'imprimer à une petite bobine un mouvement rapide de translation, pour que le galvanomètre ballistique, placé dans le circuit de cette bobine, dévie proportionnellement à la variation du flux magnétique qui la traverse. Vu le rapprochement des pièces polaires, nous avons pu nous borner à étudier le plan de symétrie entre les deux pièces polaires, perpendiculaire aux lignes de forces. C'est dans ce plan que nous avons choisi quatre lignes, dont une verticale et une horizontale passent à travers le centre de l'entrefer. Deux autres lignes horizontales passent l'une 6 mm. en dessus et l'autre 6 mm. en dessous de ce point central. Sur chacune de ces lignes nous avons déterminé en un grand nombre de points la différence du champ avec le champ du point central et nous avons porté sur un graphique ces différences en fonction de la longueur de la ligne. Ces graphiques nous ont alors permis de déterminer pour chacune des quatre lignes les points où cette différence était d'un nombre entier de demi pour mille. Sur un nouveau graphique nous avons porté les quatre lignes avec ces derniers points et nous avons relié par des courbes tous les points de même champ.

C'est ainsi que nous avons obtenu le relevé topographique reproduit par la figure 2. On y voit tout d'abord qu'en raison d'un léger défaut de montage le maximum du champ ne se trouve pas au point central O, mais 2,2 mm. plus haut et 1,8 mm. en avant. Il n'y a là aucun mal, du moment où l'on connaît la faute. La figure 2 nous montre en outre (dessinée en traits — · — · —) la position dans laquelle a été placé l'élément de la balance de Cotton et la bobine d'induction, qui ont servi à me-

surer le champ. Ces deux instruments n'ont été centrés ni sur le point central O, ni sur le maximum du champ B, mais sur un point A de telle façon qu'une petite faute de centrage n'influe pas, en première approximation, sur le résultat de la lecture, le champ aux deux bouts de l'élément étant le même et le champ sur toute la circonférence de la bobine étant constant.

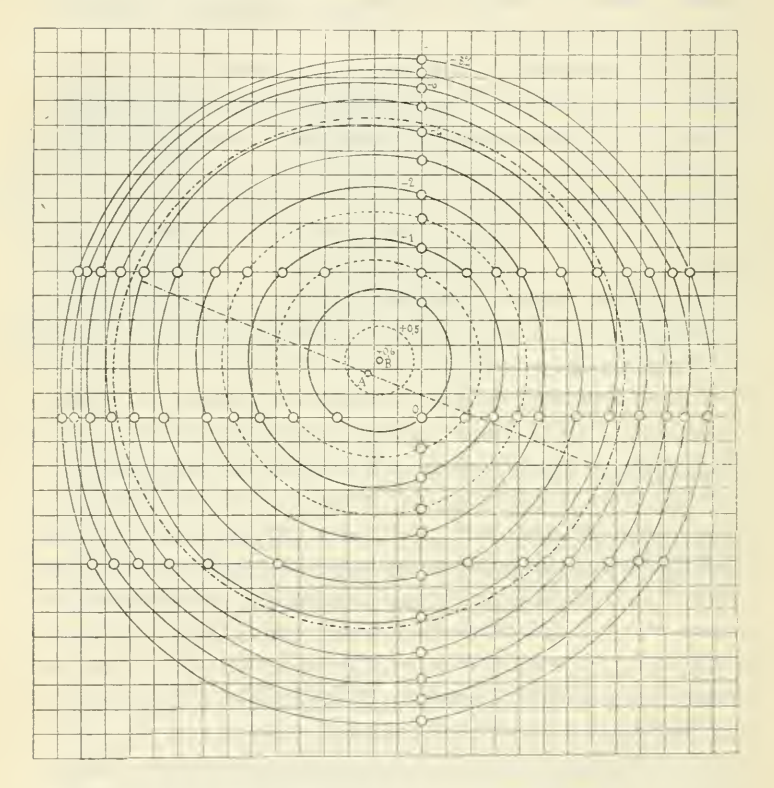


Fig. 2. — Lignes de même intensité de champ.
(Intervalle du réseau égal à 1 mm.)

Nous verrons (à la p. 229) comment on utilise cette topographie pour calculer le champ au point B, où il atteint son maximum, après en avoir mesuré la moyenne en différentes régions.

Les mesures absolues du champ

Voici le principe de la méthode que nous avons employée. Supposons qu'il y ait dans un conducteur un courant i et que nous mesurions la force exercée par le champ H sur un élément de ce courant de longueur connue. Nous aurons alors

$$H = \frac{a}{i}$$

où a est une grandeur connue.

Produisons, d'autre part, avec le même courant i et un solénoïde de dimensions connues un champ magnétique auxiliaire, nous pourrons le comparer, par n'importe quelle mesure relative, au champ H et nous aurons

$$H = b \cdot i$$

Si dans ces mesures le courant i est connu en valeur absolue, nous aurons fait deux déterminations du champ magnétique. La première sera nommée la mesure électro-dynamique, la seconde, la mesure par induction. Si, par contre, i n'est pas connu, il nous faut combiner les deux mesures, ce qui mène à

$$H = \sqrt{a \cdot b}$$

En d'autres termes : la moyenne géométrique des deux résultats élimine la faute provenant d'une détermination inexacte du courant i.

Nous allons voir que dans notre cas les deux mesures de champ diffèrent entre elles de près de 2 °/₀₀, néanmoins nous pouvons considérer leur moyenne comme étant juste à 1 °/₀₀.

La mesure du courant. — Quoique une faute dans la détermination du courant i n'ait pas d'influence sur le résultat définitif, nous avons fait notre possible pour bien mesurer ce courant, afin d'avoir un contrôle de la précision des mesures de champ.

Le courant qui se prête le mieux à la mesure électro-dynamique est de l'ordre de grandeur de 10 ampères. Nous en avons fixé l'intensité en exigeant qu'il fournisse aux bornes d'une ré-

sistance de 0,1 ohm légal une différence de potentiel égale à la force électromotrice d'une pile étalon Weston (construite par la maison Weston & Co.). Ces deux tensions ont été comparées avec un potentiomètre (appareil de compensation fourni par les « Land- und See-Kabelwerke Cöln Nippes »). Dans ce but nous avons d'abord réglé le courant auxiliaire de façon à ce qu'il compensat exactement, avec une position quelconque des fiches, la tension de la pile étalon, puis cette pile a été remplacée par le dixième d'ohm légal et le courant principal a été réglé à son tour jusqu'à ce que le galvanomètre indiquat la compensation. Un ampèremètre ordinaire a du reste facilité la mise au point préliminaire. On aurait naturellement aussi pu travailler sans appareil de compensation, en formant un circuit fermé avec l'ohm légal, la pile étalon et le galvanomètre, mais la moindre faute de manœuvre aurait pu détruire la pile étalon. Du reste, avec le dispositif choisi, notre galvanomètre était encore assez sensible pour réagir sur une variation du courant d'un millionième de sa valeur. Le courant étant fourni par des accumulateurs indépendants, nous avons toujours pu le maintenir constant à un centmillième de sa valeur pendant toute la durée d'une opération. Pour calculer cette valeur nous avons ensuite comparé le dixième d'ohm légal avec un dixième d'ohm international étalon, contrôlé par la Reichsanstalt de Charlottenburg. Cette comparaison a été faite avec l'appareil de compensation mentionné. Cette comparaison pouvait se faire avec toute la précision désirée, vu qu'une petite faute de l'appareil n'aurait pu produire qu'une petite faute sur la différence déjà petite des deux résistances. La tension de la pile étalon a été vérifiée en la comparant à une autre pile étalon Weston, munie d'un certificat de la Reichsanstalt. La valeur du courant est égale au quotient de cette tension et de la résistance. Cela nous fait

$$i = \frac{1{,}01913 \text{ volt}}{0{,}099768 \text{ ohm}} = 10{,}2150 \text{ amp.} = 1{,}0215 \text{ unités C G S.}$$

La mesure par induction aurait au fond dû être faite au moyen du même courant i, mais le solenoïde que nous voulions employer n'est construit que pour un courant dix fois plus faible. C'est pour cela que nous avons remplacé le dixième

d'ohm légal par un ohm légal que nous avons après vérifié en le comparant à un ohm international étalon qui, lui aussi, est muni d'un certificat de la Reichsanstalt. Nous devons donc nous fier à la Reichsanstalt pour admettre que cette résistance soit exactement dix fois plus grande que la première, mais en cela nous n'introduisons aucun doute dans nos mesures. Notre courant devait d'après ces mesures être

$$i = \frac{1{,}01913 \text{ volt}}{0{,}99777 \text{ ohm}} = 1{,}02141 \text{ amp.} = 0{,}102141 \text{ unités C G S.}$$

La mesure électro-dynamique. — Pour l'exécution de cette mesure nous avions à notre disposition deux balances électrodynamiques construites d'après un principe inventé par M. Cotton[1]. A l'un des bouts d'un fléau de balance AMB (voir Fig. 3)

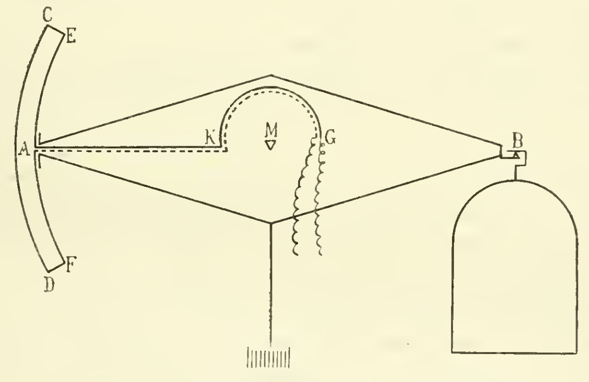


Fig. 3. — Balance électro-dynamique de Cotton.

est placé un circuit formé de deux arcs de cercle CD et EF et deux éléments droits CE et DF, dirigés sur l'axe central M. L'amenée du courant se fait par deux rubans élastiques en cuivre GK et par les deux conducteurs KA. Ces deux conducteurs se trouvent placés juste l'un derrière l'autre, en sorte que le champ magnétique n'a aucun effet sur eux. Dans la figure 3 l'un d'eux est dessiné en pointillé. L'élément inférieur DF est placé dans le champ magnétique H qu'il s'agit de mesurer. Le champ

[1] Cotton. *Journal de Phys.* 3e Sér., IX, 1900, p. 383.

H est dirigé parallèlement à l'axe M, donc perpendiculairement à l'élément DF.

L'équidistance $\frac{DF}{2} + FM = MB$ est réalisée.

Il se produit dans ces conditions une force P agissant sur l'élément DF. Cette force est perpendiculaire au plan passant par l'axe M et l'élément. Nous avons par définition :

$$P = H \cdot i \cdot DF$$

i et DF (environ 2 cm.) étant connus, on n'a plus qu'à mesurer P pour pouvoir calculer le champ H. Cette mesure se fait au moyen de poids posés sur le plateau de droite. Les forces agissant sur les conducteurs en arc de cercle, passent toutes par l'axe et n'ont donc pas d'effet.

Si l'on n'avait travaillé qu'avec une direction $+H$ du champ et une direction $+i$ du courant, cette mesure serait rendue incertaine par toute une série de petites causes d'erreur, dont voici les principales. Le courant i passant par le circuit est capable d'agir sur les pièces polaires. Suivant son sens il augmentera ou diminuera leur aimantation et par ce fait le champ H. (Cet effet est relativement petit s'il s'agit d'électro-aimants bien saturés, dont la perméabilité est petite.) L'effet électrodynamique du courant et du champ sur les conducteurs en arc de cercle peut y produire une petite déformation qui est équivalente à un changement de longueur de l'élément DF. Une faute importante enfin est produite par le diamagnétisme ou le paramagnétisme ou même par des traces de ferromagnétisme du matériel de construction du fléau. Heureusement, toutes ces fautes s'éliminent complètement si l'on prend la moyenne de quatre pesées dans lesquelles les deux sens du champ sont combinés avec les deux sens du courant suivant les quatre possibilités. Dans une pareille série, la force P est dirigée deux fois du haut en bas et deux fois dans le sens inverse. Il faut donc que le côté gauche du fléau soit assez chargé pour que l'on puisse toujours établir l'équilibre en ajoutant des poids sur le plateau à droite. Deux fois ces poids seront grands et deux fois petits. La somme des deux grandes charges, moins la somme des deux

petites charges, fournit le quadruple de la force qu'il faut introduire dans le calcul.

Nous avons exécuté cette mesure plusieurs fois avec deux balances différentes. Les dimensions géométriques des deux fléaux avaient été déterminées exactement et les corrections qui en résultaient pour le calcul du champ ont été faites. Nous avons spécialement remarqué que la distance entre les deux conducteurs en arc de cercle n'était pas rigoureusement constante. Pour le calcul nous avons fait la supposition que cette distance varie d'une façon discontinue de centimètre en centimètre. Le relevé topographique nous a fourni pour chacun de ces points le rapport entre le champ qui y existe et le champ le long de l'élément DF. A partir de DF chaque augmentation de l'écart entre les deux conducteurs a été multipliée avec ce rapport et additionnée à la longueur DF. Cela nous fournit la longueur corrigée pour le dit champ de l'élément actif. Par un calcul tout à fait analogue on corrige aussi la faute produite par le fait que l'élément supérieur CE n'est pas placé complètement en dehors du champ.

La mesure du champ par induction. — Pour produire le champ de comparaison, nous avons pu nous servir d'un très beau solénoïde, construit autrefois par M. Weiss dans un but analogue. Il est formé par une colonne de marbre blanc de 1 m. de longueur et 10 cm. de diamètre, autour de laquelle un fil de cuivre est enroulé avec une grande régularité. Le champ produit à l'intérieur de cette colonne peut être calculé avec toute la précision désirée du moment qu'on connaît les dimensions géométriques de la bobine et l'intensité du courant i en unités CGS. Soit n le nombre de tours par centimètre ; il faut alors appliquer la formule

$$H = 4 \pi n i$$

puis quelques petites corrections.

Ce champ est évidemment beaucoup plus faible que le champ de l'électro-aimant, en sorte que l'on ne peut pas comparer les deux champs directement au moyen du galvanomètre ballistique et d'une bobine induite. Il faut par conséquent employer deux bobines induites différentes, connues toutes deux. qui sont

placées en série dans le circuit du galvanomètre. La première de ces bobines n'a que peu de tours (16). On l'introduit dans l'entrefer ou on l'en extrait rapidement au moyen d'un levier, dont la course est limitée. La seconde bobine a un grand nombre de tours (1000). D'après ce que nous avons dit, on devrait connaître exactement le diamètre de cette bobine et il faudrait l'introduire dans l'intérieur du solénoïde ou l'en extraire rapidement. Mais puisque le champ à l'extérieur du solénoïde est très faible, on obtient évidemment le même résultat en enroulant le fil de cette bobine sur un anneau assez grand pour pouvoir y introduire entièrement le solénoïde. Dans ces conditions, ce n'est plus le diamètre de la bobine, mais le diamètre du solénoïde qui doit figurer dans le calcul. Le diamètre de la bobine n'a besoin que d'être déterminé grossièrement pour que la correction due au champ extérieur puisse être faite. Enfin, pendant l'exécution de la mesure, ce n'est pas la bobine qu'on enfile sur le solénoïde ou qu'on en retire, mais c'est le courant du solénoïde qu'on intervertit rapidement. L'effet d'induction en est doublé.

La partie la plus délicate de toute la mesure c'est la construction de la petite bobine que l'on doit introduire dans l'entrefer et la détermination des dimensions géométriques de cette bobine. Nous avons fait tailler par les ateliers optiques de Zulauf (à Zurich) un cylindre en verre long de 0,5 cm. et d'un diamètre de 2 cm. Nous y avons enroulé 16 tours d'un fil de cuivre émaillé de 0,2 mm. de diamètre. Afin d'obtenir un enroulement parfaitement régulier, nous avons chargé pendant le bobinage le bout libre du fil d'un contrepoids qui provoquait une tension constante du fil. Le commencement et la fin du fil ont été entortillés l'un autour de l'autre, de façon à ne pas avoir d'aire supplémentaire. L'enroulement fini a été consolidifié en divers points par un ciment de dentiste qui tient très bien sur le verre dépoli. La détermination du diamètre moyen a été faite sur la machine à diviser par la mesure du diamètre extérieur et intérieur. De petites encoches dans le verre permettaient les pointées sur l'intérieur de l'enroulement.

La marche d'une mesure de champ était la suivante : les courants sont lancés dans l'électro et dans le solénoïde ; on les règle et on les maintient constants ; puis alternativement c'est la bo-

bine qu'on introduit dans l'entrefer et qu'on en extrait et le courant du solénoïde que l'on commute. Chaque fois le galvanomètre ballistique indique une déviation d'à peu près 20 cm. Ces déviations sont extrêmement régulières. Elles peuvent être observées à 0,1 mm. près sans hésitation. Toute la mesure est effectuée plusieurs fois et entre deux on commute le courant de l'électro-aimant. Les déviations produites par le solénoïde et celles produites par l'électro-aimant étaient dans notre cas égales à moins de 1 mm. près. Cela nous met à l'abri de toutes les petites fautes de nonproportionalité des déviations du galvanomètre et des quantités d'électricité induites.

Le calcul du champ

Pour effectuer la mesure du champ par la méthode électrodynamique, nous avions à notre disposition deux balances de Cotton. La mesure a été faite à trois jours différents, deux fois avec la première et une fois avec la seconde balance. Chaque mesure comporte huit[1] pesées dont voici les moyennes :

Balance	I	21381	gauss
»	I	21384	»
»	II	21389	»

Nous admettrons comme moyenne[2]

$$H_m = 21386$$

H_m étant le champ moyen le long de l'élément l de 2 cm. du fléau de la balance.

Posons maintenant

$$H_m = \frac{1}{l} \Sigma H \Delta l$$

alors nous pouvons au moyen de la carte topographique (Fig. 2) calculer de combien ce champ H_m est inférieur au champ maximal H_B du point B. Le calcul nous donne à une différence de 1.9 ‰ qui est égale à 41 gauss.

[1] Chacune des quatre combinaisons (p. 226) est effectuée deux fois.

[2] En ajoutant moins de poids aux deux mesures faites avec la même balance.

La mesure électro-dynamique fournit donc comme résultat

$$H_B = 21427 \text{ gauss}$$

La mesure par induction a été faite à six jours différents. Le rapport des deux déviations a été pour la moyenne de chacune de ces séries

	1,00127
	1,00358
	1,00323
	1,00293
	1,00333
	1,00245
Moyenne :	1,00280

Cela nous donne comme champ moyen sur toute la surface circulaire f de 2 cm. de diamètre

$$H_M = 21410$$

Posons ici

$$H_M = \frac{1}{f} \Sigma H \Delta f$$

où Δf nous représente les surfaces annulaires entre deux lignes de même champ (Fig. 2). Alors le calcul montre que H_M est de $2,7 \,^0/_{00} = 58$ gauss inférieur au champ H_B.

Nous avons ainsi obtenu par nos deux mesures :

Par l'induction	$H_B = 21468$
Par la balance	$H_B = 21427$
Ce qui fait en moyenne	$H_B = 21447$

On voit que les deux mesures diffèrent de $1,9 \,^0/_{00}$ [1].

En admettant qu'une partie des fautes proviennent d'une mauvaise détermination du courant i, nous pouvons admettre que cette moyenne est juste à $1 \,^0/_{00}$ près.

En effectuant les mesures d'ascension on n'a pas chaque fois désaimanté l'électro-aimant par du courant alternatif, mais on a

[1] Sève (*loc. cit.*) a mesuré son champ par deux méthodes analogues. Il trouve une différence de $1,8 \,^0/_{00}$ dans le même sens que nous, donc comme si les valeurs internationales du Weston et de l'ohm avaient une petite faute.

simplement coupé le courant après chaque excitation. Cela fait qu'il nous faut encore tenir compte du champ résiduel H_R. Une simple mesure par induction a montré qu'il est égal à 9,2 °/₀₀ du champ entier. Les ascensions magnétiques étant proportionelles au carré du champ, il nous faudra introduire dans nos calculs de coefficient d'aimantation, non pas $H_B{}^2$, mais bien $H_B{}^2 - H_R{}^2$. Nous nommerons *champ effectif* la racine carrée de cette différence et nous la désignerons simplement par H. Nous obtenons ainsi :

$$H^2 = 4{,}5994 \cdot 10^8 \text{ gauss}^2$$
$$H = 21446 \text{ gauss}.$$

(A suivre.)

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE

DU

POIDS ATOMIQUE DU CHLORE[1]

PAR

F. Louis PERROT et **Georges BAUME**

I. Les observations réunies dans ce Mémoire dérivent directement de nos recherches sur les courbes de fusibilité des systèmes binaires très volatils[2]. En général, les combinaisons d'addition que ces courbes permettent de caractériser sont fort instables: elles se *décomposent* dans des conditions très peu différentes de celles où elles se sont formées, et donnent, selon les conditions thermochimiques, soit une réaction de substitution, soit les deux constituants originaux du système[3]. Parfois, cependant, la combinaison est stable quoique volatile (ex. NOCl); elle peut aussi être stable et fixe: tel est le cas du chlorure d'ammonium. Sa formation se prête par suite à des mesures dont la précision permet d'en faire usage pour la détermination de rapports atomiques[4]. Il semble qu'il en soit de même de plusieurs autres systèmes ammoniacaux auxquels la méthode que nous allons décrire pourrait être applicable.

[1] Les recherches faisant l'objet de ce Mémoire ont déjà fait le sujet de plusieurs publications sommaires: *Arch. d. Sc. phys. et nat.*, 1911, (4), t. XXXII, p. 249, et 1912, t. XXXIV, p. 352, *C. R.*, 1912, t. CLV, p. 461. On en trouvera le détail dans le *Journ. de Chim. phys.*, 1913 t. XI, fasc. 1, p. 53.

[2] Cf. G. Baume, *C. R.*, 1909, t. CXLVIII, p. 1322, et *J. de Chim. phys.*, 1911, t. IX, p. 245; G. Baume et F.-L. Perrot, *C. R.* 1910, t. CLI, p. 528 et 1911, t. CLII, p. 1763.

[3] Les développements théoriques concernant ce fait seront publiés par l'un de nous dans un autre recueil.

[4] Le poids atomique de l'hydrogène et de l'azote est actuellement bien connu par les travaux de Morley, Leduc et Lord Rayleigh (H=1.0077) et ceux de Guye et de ses élèves (N=14.008).

II. Au point de vue expérimental, le problème revient à combiner avec l'acide chlorhydrique gazeux un poids *connu* d'ammoniac liquide ; l'opération ne présente pas de grandes diffi-

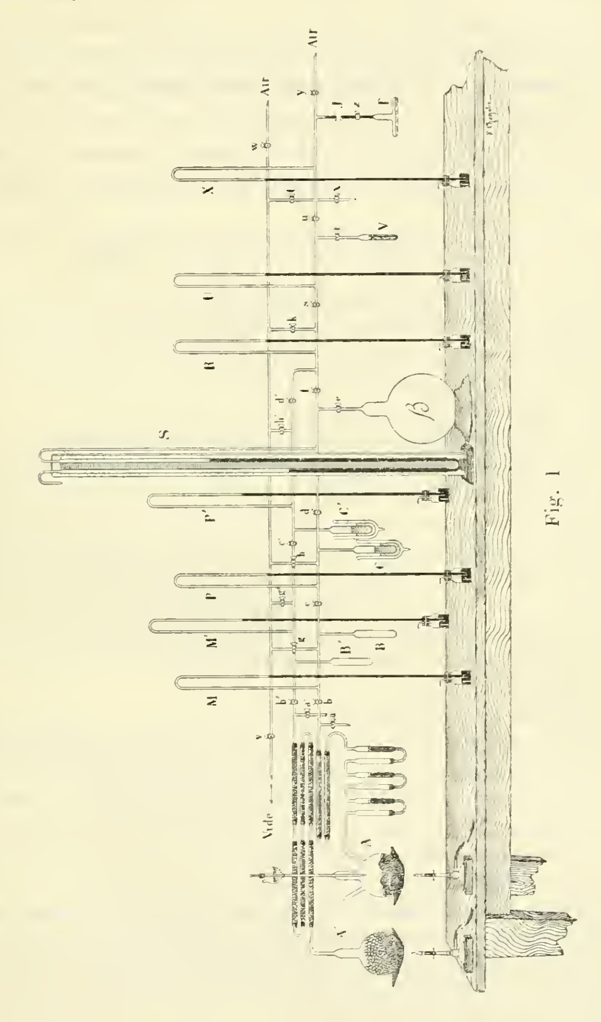


Fig. 1

cultés avec l'appareil, entièrement construit en verre soudé[1], dont nous nous sommes servis et qui comprenait :

[1] L'appareil tient ainsi le vide d'une manière parfaite, à condition de graisser les robinets et joints avec la graisse à base de caoutchouc d'un

1° Les systèmes générateurs et purificateurs (Fig. 1) ABC et A'B'C', des deux gaz étudiés ; ceux-ci ont éte amenés rapidement à l'état de pureté nécessaire par des liquéfactions et fractionnements successifs [1].

2° Un réservoir à gaz de grande capacité β (environ 10 litres, Fig. 1)[2] dans lequel l'acide chlorhydrique purifié peut être conservé à l'état gazeux sous une pression supérieure à 1 atmosphère que le manomètre S, joint à l'appareil, permet de déterminer à chaque instant [3]. A la suite de ce réservoir et après le

usage courant dans ce laboratoire (Cf. *Journ. Chim. phys.*, t. VI, p. 13, note 1).

[1] HCl a été préparé par action de H_2SO_4 puriss. sur NaCl crist. puriss. de la maison C. A. F. Kahlbaum ; le gaz dégagé et séché sur H_2SO_4, P_2O_5, puis liquéfié dans l'air liquide et fractionné dans les ampoules B et C selon la méthode fréquemment décrite dans ce recueil au cours de ces dernières années (voir par ex. G. Baume, 1908, t. VI, p. 30).

NH_3 a été obtenu au moyen de NH_4Cl puriss. de Kahlbaum — ou de NH_4 Cl pur préparé par la méthode de Guye et Pintza (*Mém. de la Soc. de Phys. de Genève*, 1908, t. XXXV, p. 572) — et de la chaux vive provenant de la calcination du marbre (les résultats obtenus ont été les mêmes dans les deux cas). Le gaz a été purifié par passage sur KOH en pastilles, BaO pur, Na en fils et enfin par fractionnements dans les ampoules B' et C'. — Les récentes déterminations de la densité de HCl et de NH_3, effectuées par Guye et Ter Gazarian, Guye et Pintza, Scheuer, etc.) nous permettent d'admettre dans les gaz ainsi purifiés une proportion d'impuretés inférieure à 1 : 10 000.

[2] En réalité, ce réservoir n'était pas constitué par un ballon unique de 10 litres, mais par cinq ballons de 2 litres, en raison de l'impossibilité de trouver de grands ballons suffisamment résistants pour pouvoir supporter sans rupture la pression atmosphérique lorsqu'ils sont vides.

[3] L'adjonction de ce réservoir renfermant HCl sous une pression supérieure à une atmosphère permet d'amener ce gaz au contact de NH_3 liquide dans les meilleures conditions possibles. Son emploi est également à recommander lorsqu'il s'agit de conserver quelque temps un gaz purifié par liquéfaction et fractionnements successifs : on économise ainsi des quantités importantes d'air liquide comme réfrigérant, et l'on peut facilement, en cas de besoin, faire repasser le gaz contenu en β à l'état liquide par condensation dans l'ampoule C, lorsque tout l'appareil a été soigneusement privé d'air par évacuations et rinçages successifs. — Rappelons à ce propos que HCl peut être conservé très facilement à l'état liquide dans le mélange CO_2 solide + éther,, en faisant usage du dispositif récemment employé par G. Baume et G. P. Pamfil (*C. R.*, 1912, t. LV, p. 426).

tube de jonction permettant d'amener l'ammoniac, se trouvait un tube T contenant du charbon de noix de coco calciné, grâce auquel on pouvait faire le vide complet dans tout l'appareil par le procédé connu [1].

3° Un tube laboratoire en verre épais T (Fig. 1 et 2) pouvant résister à des pressions supérieures à 10 atmosphères et muni d'un robinet Z tenant le vide — et rendu parfaitement étanche

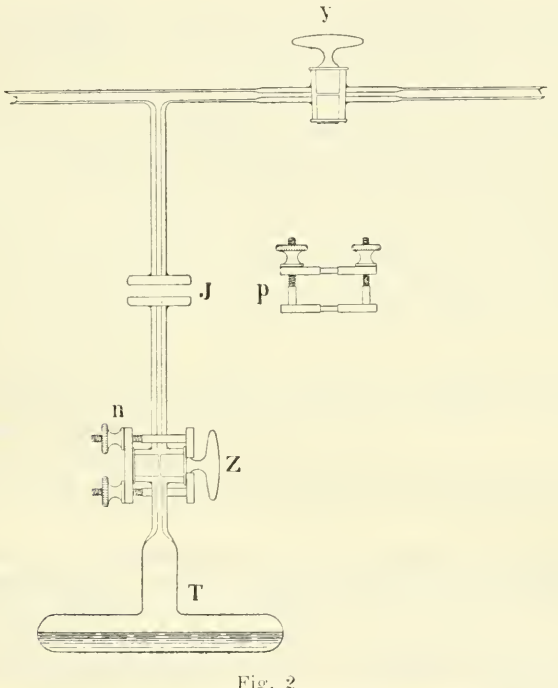


Fig. 2

aux pressions élevées par l'emploi d'une pince de serrage (Fig. 2, n)[2], — ainsi que d'un joint plat rodé J permettant de le réunir au reste de l'appareil au moyen d'une pince (Fig. 2,*p)* ou

[1] Nous disposions en outre d'une pompe rotative à huile, du type Siemens-Schuckert, qui permettait d'atteindre rapidement un vide de l'ordre du millimètre.

[2] Cf. Ph.-A. Guye, *Arch. des Sc. phys. et nat.* (Genève), 1909 (4), t. 27, p. 557.

de l'en séparer facilement. La forme spéciale de ce tube, où s'effectue la combinaison de HCl gazeux avec NH_3 liquide permet de donner à ce dernier une grande surface de combinaison. Des pesées convenables de ce tube [1], d'abord vide, puis avec une certaine quantité d'NH_3 liquide (3 à 5 gr.), puis après addition d'acide chlorhydrique (1 à 2 gr.) et enfin après élimination de l'excès d'ammoniac pemettent de calculer aisément la valeur du rapport HCl : NH_3 et d'en déduire la valeur du poids atomique du chlore, rapporté à l'azote et à l'hydrogène.

III. La réaction $NH_3 + HCl$, qui ne se produit pas lorsque les deux corps sont solides, devient explosive dès leur liquéfaction. Elle peut s'effectuer régulièrement en amenant HCl gazeux au contact de NH_3 liquéfié, bien qu'avec un grand dégagement de chaleur ; celui-ci nécessite une réfrigération énergique du tube laboratoire pour éviter, par dilatation des vapeurs, tout entraînement de NH_3 ou de NH_4 Cl pulvérulent dans les canalisations de l'appareil. On ne doit donc amener HCl au contact de NH_3 que par très petites quantités et sous une pression aussi élevée que possible (d'où l'emploi du réservoir β) [2] en ayant soin d'opérer constamment en présence d'un grand excès d'ammoniaque (au moins 1 à 2 gr.), de manière à assurer la fixation complète de l'acide chlorhydrique. Pour éliminer ensuite l'excès de NH_3 à la pompe à vide, il faut d'abord

[1] Nous avons apporté aux pesées les précautions d'usage (emploi d'un contrepoids de même verre et de même volume, — suppression des traces de graisse sur le joint plat du tube laboratoire par lavage à l'éther, — essuyage du tube et du contrepoids au moment de leur introduction dans la cage de la balance, — attente de quelques heures avant chaque pesée, etc.).

[2] Lors même que tout entraînement extérieur d'NH_4 Cl est évité, il arrive parfois que la portion du tube capillaire située *au-dessous* du robinet vient à être complètement bouchée par le dépôt d'un tampon de NH_4 Cl. Pour s'en débarrasser, il suffit d'abandonner au réchauffement lent le tube laboratoire jusqu'à la température ordinaire où la solubilité de NH_4 Cl dans NH_3 liquide sous pression est très notable : en inclinant le tube, la dissolution de NH_4 Cl est très rapide et le tube capillaire se trouve bientôt nettoyé. L'expérience, nullement compromise, peut être continuée en replaçant le tube laboratoire à la suite de l'appareil, rinçant et vidant la canalisation et reprenant la condensation de nouvelles quantités d'HCl.

refroidir le tube T dans le mélange (CO_2 + éther) pour éviter toute projection de matière par suite d'une ébullition trop vive ; on laisse ensuite sa température s'élever peu à peu et l'on chasse les dernières traces de ce gaz en chauffant le tube laboratoire à 60-70° [1], et en absorbant les traces de gaz qui se dégagent au moyen de charbon de coco refroidi dans l'air liquide [2].

IV. Malgré le grand soin apporté à nos mesures, nous avons enregistré quelques échecs : ceux-ci conduisent à une valeur trop élevée pour le poids atomique du chlore lorsqu'il y a départ de NH_4Cl dans les canalisations de l'appareil ; le résultat est au contraire trop faible lorsque l'élimination de l'ammoniac est incomplète. Néanmoins, un certain nombre d'essais ont pu être effectués dans des conditions normales [3]. Les résultats (calculés pour N = 14,010, N = 14,009, N = 14,008) en sont indiqués *en caractères gras* dans le tableau suivant, qui contient également les résultats défectueux que nous avons obtenus et les raisons de ces échecs.

Si l'on admet comme poids atomique de l'azote la valeur N = 14.008 qui semble actuellement la plus probable (Guye et ses élèves), le nombre

$$\underline{Cl = 35.462}$$

serait à retenir. Quelle que soit d'ailleurs la valeur définitive

[1] Ainsi se trouvent entièrement détruits les chlorures poly-ammoniacaux, instables, dont Troost a signalé l'existence (*C. R.*, 1879, t. LXXXVIII, p. 578).

[2] Voici quelques résultats permettant de se rendre compte de la précision de ces mesures, notamment en ce qui concerne le chauffage des tubes :

Tare du tube après chauffage et repos d'une nuit dans la cage de la balance : 9 gr. 54131. Le même après essuyage au linge humide et repos d'une demi-journée : 9 gr. 54136. Le même après refroidissement (dans CO_2 + éther) et repos d'une demi-journée : 9 gr. 54139.

Le rôle de l'essuyage au linge humide, quoique faible, n'est donc pas entièrement négligeable.

[3] Le gaz NH_3 étant très hygroscopique et difficile à déshydrater complètement, pourrait renfermer encore des traces infimes d'eau : il faut remarquer que l'exactitude des résultats n'en serait nullement altérée, l'eau se comportant à tous les points de vue, dans ce genre de mesures, comme un excès d'ammoniac.

Ordre des mesures[1]	HCl en grammes		NH_4Cl en grammes		NH_3 en gr.	Poids moléculaire de HCl pour			OBSERVATIONS
	brut	corrigé[3]	brut	corrigé[3]	corrigé[3]	N = 14,010	N = 14,009	N = 14,008	
2	1,50430	1,50409	2,20685	2,20654	0,70245	**36,471**	**36,468**	**36,466**	L'expérience a réussi.
3	1,93470	1,93443	2,78560	2,78521	0,85078	38,728	38,726	38,723	Dépôt de NH_4Cl dans les canalisations.
5	1,28631	1,28613	1,88685	1,88659	0,60046	**36,483**	**36,481**	**36,478**	L'expérience a réussi.
8[2]	0,56784	0,56776	0,83302	0,83290	0.26514	**36,473**	**36,471**	**36,469**	L'expérience a réussi.
9	1,71842	1,71818	2,49754	2,49719	0,77901	37,567	37,565	37,563	Dépôt de NH_4Cl dans les canalisations.
11	0,66136	0,66127	0,98902	0,98888	0,32761	34,380	34,378	34,376	NH_4Cl possède une forte odeur de NH_3.
12	1,44761	1,47740	2,16735	2,16735	0,68995	**36,473**	**36,470**	**36,468**	L'expérience a réussi.
14	2,08210	2,08181	3,05443	3,05401	0,97219	**36,473**	**36,471**	**36,469**	L'expérience a réussi.
15	1,60171	1,60149	2,34064	2,34031	0,73882	36,921	36,919	36,917	Dépôt de NH_4Cl dans les canalisations.

Poids moléculaire de HCl (moyenne des résultats **en caractères gras**).	36,474	36,472	36,470
Poids atomique du chlore (pour H = 1,00762)[4].	35,466	35,465	35,462

[1] Les numéros omis sont ceux des expériences dans lesquelles l'appareil a été brisé ou a fait explosion.

[2] Nous attribuons à la mesure 8 moins d'importance qu'aux essais 2, 5, 12 et 14, en raison de la faible valeur absolue des masses de HCl et de NH_3, dans cette mesure.

[3] Pour nous conformer à l'usage, nous avons *corrigé* toutes nos pesées *brutes*, bien que le rôle de ces corrections soit nul, car il ne s'agit ici que de *rapports*.

[4] Les résultats consignés dans le présent tableau diffèrent légèrement de ceux qui ont paru dans nos notes préliminaires par suite de la substitution de H = 1,00762 à la valeur H = 1,0077 précédemment admise.

du poids atomique de l'azote (qui diffère certainement très peu de 14.008), on peut considérer le résultat obtenu comme une confirmation de la valeur internationale Cl = 35.460. On sait que cette dernière est principalement due, non seulement aux travaux de Dixon et Edgar, de Noyes et Weber, etc.[1], mais aussi aux belles recherches effectuées depuis près de dix ans au Laboratoire de Chimie physique de notre Université[2].

Laboratoire de Chimie physique de l'Université de Genève, novembre 1912.

[1] Dixon et Edgar, *Proc. Roy. Soc.*, 1905, t. LXXVI A, p. 250. — Edgar, *Proc. Roy. Soc.*. 1908, t. LXXXI A, p. 216. — Noyes et Weber, *Journ. Am. Chem. Soc.*, 1908, t. XXX, p. 13.

[2] Ph.-A. Guye et G. Ter Gazarian, *C. R.*, 1906, t. CXLIII, p. 411. — Ph.-A. Guye et G. Fluss, *J. Chim. phys.*, 1908, t. VI, p. 732. — Boubnoff et Guye, ibid., 1911, t. IX, p. 290. — E. Wourtzel, *C. R.*, 1912,

Ordre des mesures[1]	HCl en grammes		NH_4 Cl en grammes		NH_3 en gr. corrigé[3]	Poids moléculaire de HCl pour			OBSERVATIONS
	brut	corrigé[3]	brut	corrigé[3]		N = 14.010	N = 14.009	N = 14 008	
2	1,50430	1,50409	2,20685	2,20654	0,70245	**36,471**	**36,468**	**36,466**	L'expérience a réussi.
3	1,93470	1,93443	2,78560	2,78521	0,85078	38,728	38,726	38,723	Dépôt de NH_4 Cl dans les canalisations.
5	1,28631	1,28613	1,88685	1,88659	0,60046	**36,483**	**36,481**	**36,478**	L'expérience a réussi.
8[2]	0,56784	0,56776	0,83302	0,83290	0.26514	**36,473**	**36,471**	**36,469**	L'expérience a réussi.
9	1,71842	1,71818	2,49754	2,49719	0,77901	37,567	37,565	37,563	Dépôt de NH_4 Cl dans les canalisations.
11	0,66136	0,66127	0,98902	0,98888	0,32761	34,380	34,378	34,376	NH_4 Cl possède une forte odeur de NH_3.
12	1,44761	1,47740	2,16735	2,16735	0,68995	**36,473**	**36,470**	**36,468**	L'expérience a réussi.
14	2,08210	2,08181	3,05443	3,05401	0,97219	**36,473**	**36,471**	**36,469**	L'expérience a réussi.
15	1,60171	1,60149	2,34064	2,34031	0,73882	36,921	36,919	36,917	Dépôt de NH_4 Cl dans les canalisations.

	N = 14.010	N = 14.009	N = 14 008
Poids moléculaire de HCl (moyenne des résultats **en caractères gras**).	36,474	36,472	36,470
Poids atomique du chlore (pour H = 1,00762)[4].	35,466	35,465	35,462

[1] Les numéros omis sont ceux des expériences dans lesquelles l'appareil a été brisé ou a fait explosion.

[2] Nous attribuons à la mesure 8 moins d'importance qu'aux essais 2, 5, 12 et 14, en raison de la faible valeur absolue des masses de HCl et de NH_3, dans cette mesure.

[3] Pour nous conformer à l'usage, nous avons *corrigé* toutes nos pesées *brutes*, bien que le rôle de ces corrections soit nul, car il ne s'agit ici que de *rapports*.

[4] Les résultats consignés dans le présent tableau diffèrent légèrement de ceux qui ont paru dans nos notes préliminaires par suite de la substitution de H = 1,00762 à la valeur H = 1,0077 précédemment admise.

du poids atomique de l'azote (qui diffère certainement très peu de 14.008), on peut considérer le résultat obtenu comme une confirmation de la valeur internationale Cl = 35.460. On sait que cette dernière est principalement due, non seulement aux travaux de Dixon et Edgar, de Noyes et Weber, etc.[1], mais aussi aux belles recherches effectuées depuis près de dix ans au Laboratoire de Chimie physique de notre Université[2].

Laboratoire de Chimie physique de l'Université de Genève, novembre 1912.

[1] Dixon et Edgar, *Proc. Roy. Soc.*, 1905, t. LXXVI A, p. 250. — Edgar, *Proc. Roy. Soc.*. 1908, t. LXXXI A, p. 216. — Noyes et Weber, *Journ. Am. Chem. Soc.*. 1908, t. XXX, p. 13.

[2] Ph.-A. Guye et G. Ter Gazarian, *C. R.*, 1906, t. CXLIII, p. 411. — Ph.-A. Guye et G. Fluss, *J. Chim. phys.*, 1908, t. VI, p. 732. — Boubnoff et Guye, ibid., 1911, t. IX, p. 290. — E. Wourtzel, *C. R.*, 1912, t. CLV, p. 345.

A coller à la page 238 du t. XXXV.

ERRATUM

Dans le mémoire de MM. Perrot et Baume sur le *poids atomique du chlore,* page 238 du tome XXXV, à la quatrième ligne de la sixième colonne du tableau, lire au lieu de 0,29514.

Ordre des mesures[1]	—	mes …rrigé[3]	NH_3 en gr. corrigé[3]	Poids moléculaire de HCl pour N = 14.010	N = 14.009	N = 14 008	OBSERVATIONS
2	[illegible]	20654	0,70245	**36,471**	**36,468**	**36,466**	L'expérience a réussi.
3	1,93470	78521	0,85078	38,728	38,726	38,723	Dépôt de NH_4 Cl dans les canalisations.
5	1,28631	88659	0,60046	**36,483**	**36,481**	**36,478**	L'expérience a réussi.
8[2]	0,56784	83290	0.26514	**36,473**	**36,471**	**36,469**	L'expérience a réussi.
9		49719	0,77901	37,567	37,565	37,563	Dépôt de NH_4 Cl dans les canalisations.
11		98888	0,32761	34,380	34,378	34,376	NH_4 Cl possède une forte odeur de NH_3.
12		16735	0,68995	**36,473**	**36,470**	**36,468**	L'expérience a réussi.
14		,05401	0,97219	**36,473**	**36,471**	**36,469**	L'expérience a réussi.
15		,34031	0,73882	36,921	36,919	36,917	Dépôt de NH_4 Cl dans les canalisations.

		N = 14.010	N = 14.009	N = 14 008
Poids	en caractères gras).	36,474	36,472	36,470
Poids	762)[4].	35,466	35,465	35,462

[1] Les n … dans lesquelles l'appareil a été brisé ou a fait explosion.

[2] Nous … ance qu'aux essais 2, 5, 12 et 14, en raison de la faible valeur absolue des masses de HCl et de …

[3] Pour … rigé toutes nos pesées *brutes*, bien que le rôle de ces corrections soit nul, car il ne s'agit ici …

[4] Les … au diffèrent légèrement de ceux qui ont paru dans nos notes préliminaires par suite de la sub… = 1,0077 précédemment admise.

du poids atomique de l'azote (qui diffère certainement très peu de 14.008), on peut considérer le résultat obtenu comme une confirmation de la valeur internationale Cl = 35.460. On sait que cette dernière est principalement due, non seulement aux travaux de Dixon et Edgar, de Noyes et Weber, etc. [1], mais aussi aux belles recherches effectuées depuis près de dix ans au Laboratoire de Chimie physique de notre Université [2].

Laboratoire de Chimie physique de l'Université de Genève, novembre 1912.

[1] Dixon et Edgar, *Proc. Roy. Soc.*, 1905, t. LXXVI A, p. 250. — Edgar, *Proc. Roy. Soc.*. 1908, t. LXXXI A, p. 216. — Noyes et Weber, *Journ. Am. Chem. Soc.*, 1908, t. XXX, p. 13.

[2] Ph.-A. Guye et G. Ter Gazarian, *C. R.*, 1906, t. CXLIII, p. 411. — Ph.-A. Guye et G. Fluss, *J. Chim. phys.*, 1908, t. VI, p. 732. — Boubnoff et Guye, ibid., 1911, t. IX, p. 290. — E. Wourtzel, *C. R.*, 1912, t. CLV, p. 345.

LES

FERMENTS OXYDANTS

ET RÉDUCTEURS

et leur rôle dans le processus de respiration [1]

PAR

A. BACH

Lorsque nous envisageons le processus vital au point de vue dynamique, il nous apparaît comme un *échange énergétique*, comme une transformation ininterrompue d'énergie latente en travail et chaleur. L'organisme vivant assimile les substances organiques qui lui servent d'aliments et les dégrade pour rendre disponible et utiliser à ses fins toute l'énergie qu'elles sont susceptibles de fournir. L'échange énergétique et l'échange nutritif sont donc les deux faces d'un seul et même phénomène.

Si nous cherchons à nous rendre compte du mécanisme de la dégradation des aliments dans l'organisme vivant, nous nous trouvons en présence de deux faits bien établis :

1° La dégradation se fait sous l'action directe d'un certain nombre d'agents catalytiques que nous appelons ferments solubles ou enzymes.

2° La dégradation est un processus qui se réalise par étapes successives et fournit une série de produits intermédiaires en partie stables et faciles à isoler, en partie instables et dont l'existence ne peut être démontrée que par une voie indirecte.

En ce qui concerne la dégradation hydrolytique, celle qui

[1] Conférence faite, le 1er mars 1913, à la Société suisse de Chimie.

s'effectue sans l'intervention de l'oxygène, nos connaissances sont aujourd'hui à peu près complètes. Nous savons que les matières nutritives — hydrates de carbone, graisses, albuminoïdes — se dégradent sous l'influence successive d'une série de ferments bien définis et fournissent en dernier lieu des corps de composition très simple — héxoses, acides gras et acides aminés. C'est sous forme de ces composés simples, de *Bausteine*, comme disent très bien les Allemands, que les matières nutritives servent soit à former les tissus de l'organisme, soit à fournir par combustion l'énergie qui est la base du processus vital.

Au point de vue thermodynamique, la dégradation hydrolytique des matières nutritives est, dans toutes ses phases, un processus exothermique. Mais, chose très remarquable, quand nous arrivons aux produits d'hydrolyse ultimes, aux *Bausteine*, nous constatons qu'ils renferment encore environ le 95 % de l'énergie latente des matières nutritives dont ils dérivent. En d'autres termes, la dégradation hydrolytique semble être, pour l'organisme, bien plus un moyen de simplifier les matières nutritives et de les préparer pour les opérations ultérieures qu'un moyen d'en tirer de l'énergie. Pour transformer en travail et chaleur l'énergie latente de ces produits d'hydrolyse ultimes, l'organisme ne dispose que d'un seul moyen, c'est de les oxyder. Mais c'est ici que les difficultés commencent pour nous. Il est certain que les dernières phases de la dégradation, les processus d'oxydation, s'accomplissent aussi sous l'action d'un groupe de ferments que nous pouvons appeler ferments de respiration. Il est également certain que la théorie moderne de la combustion lente, dont je vous parlerai tout à l'heure, se laisse appliquer intégralement au processus de respiration. Mais le fait est que les produits d'hydrolyse ultimes ne sont pas sensiblement oxydés par les ferments de respiration connus. Il y a donc des lacunes très sérieuses dans notre connaissance du mécanisme de la respiration. Mais, quelque graves que soient ces lacunes, le labeur incessant d'un grand nombre de chercheurs a accumulé une multitude de données qui nous permettent de nous faire, dès à présent, une idée *approximative* du mécanisme de la respiration et de poursuivre méthodiquement, rationnellement l'étude du problème qui nous occupe.

Sous sa forme la plus simple, le problème de la respiration, le problème des processus d'oxydation dont l'organisme vivant est le siège, peut être énoncé comme suit :

Ni les aliments primitifs, ni leurs produits d'hydrolyse ultimes ne sont attaqués par l'oxygène moléculaire avec une vitesse appréciable. Pour les oxyder, il faut avoir recours à l'oxygène atomique ou actif. L'organisme vivant doit donc disposer d'un moyen de transformer l'oxygène inerte en oxygène actif, d'*activer* l'oxygène moléculaire. Quel est ce moyen?

Schönbein constata le premier que certaines substances facilement oxydables provoquent, en s'oxydant à l'air, l'oxydation d'autres substances qui ne sont pas apparemment attaquées par l'oxygène moléculaire. Si l'on fait passer un courant d'air dans une solution de sulfindigotate de soude, la matière colorante n'est pas sensiblement altérée. Qu'on ajoute à la solution un peu d'essence de térébenthine ou d'aldéhyde benzoïque et l'on verra l'indigo s'oxyder rapidement en une matière colorante jaune, l'isatine. Il semble évident que, dans ce cas, la substance facilement oxydable, essence de térébenthine ou aldéhyde benzoïque, a déterminé l'*activation* de l'oxygène moléculaire. De plus, par des expériences quantitatives, Schönlein démontra que la substance facilement oxydable active exactement autant d'oxygène qu'elle fixe pour sa propre oxydation. En d'autres termes, la moitié de l'oxygène qui entre en réaction est fixée par la substance facilement oxydable, l'autre moitié se retrouve sous forme d'oxygène actif.

Il m'est impossible de vous exposer ici toutes les théories de l'activation de l'oxygène issues de cette observation fondamentale. Je passe directement à la théorie qui est aujourd'hui généralement admise et qui représente ma part dans le travail collectif de plusieurs générations de chercheurs.

Il y a juste 16 ans de cela, presque jour pour jour, je présentais à la Société de chimie de Genève les résultats de mes recherches sur les phénomènes d'oxydation lente, recherches qui m'ont conduit à la conclusion que l'activation de l'oxygène moléculaire, sous l'influence des substances facilement oxydables, se fait par formation intermédiaire de peroxydes. Voici, briève-

ment résumés, les points essentiels de ma théorie de l'activation de l'oxygène.

L'oxygène libre O = O, dont la molécule se compose de deux atomes réunies par une double liaison, est un corps relativement passif et qui ne peut contracter de combinaisons que si l'énergie nécessaire pour disjoindre ses atomes lui est fournie du dehors. Lorsqu'il s'agit d'un corps difficilement oxydable, c'est-à-dire d'un corps qui se trouve dans un équilibre chimique stable et qui ne possède pas d'énergie disponible, l'intervention d'une énergie étrangère sous forme de chaleur est nécessaire pour que l'oxydation se produise. Par contre, lorsqu'on a affaire à un corps facilement oxydable, qui se trouve dans un équilibre chimique instable, l'énergie propre du corps qui se trouve au contact de l'oxygène peut suffire pour faire sortir celui-ci de son état passif. La transformation de l'oxygène actif en oxygène possif ne saurait être conçue autrement que comme une dislocation de sa molécule, comme une rupture des liaisons entre les atomes qui composent la molécule. Il est bien évident que pour rompre une de ces liaisons et pour transformer la molécule d'oxygène O = O en — O — O —, il faut moins d'énergie que pour rompre toutes les deux et transformer la molécule d'oxygène en atomes libres — O — et — O —. D'après la règle d'Ostwald, dans les réactions chimiques qui comportent un dégagement d'énergie, il y a en premier lieu formation de composés impliquant la moindre perte d'énergie par le système. Inversement, lorsqu'une réaction se produit avec absorption d'énergie, comme cela a lieu dans l'activation de l'oxygène, il doit se former tout d'abord le composé qui s'obtient avec la moindre dépense d'énergie, c'est-à-dire le groupe — O — O — et non les atomes libres — O — et — O —. Comme l'énergie disponible du corps oxydable est relativement faible, c'est toujours le premier cas qui se présentera le plus fréquemment comme nécessitant la moindre dépense d'énergie. Il en résulte que lorsqu'un corps s'oxyde à l'air en vertu de sa propre énergie, il commence par fixer des molécules d'oxygène incomplètement dissociées, des groupes — O — O — et forme un *peroxyde.* Vous savez que les peroxydes sont des corps caractérisés par la présence de deux atomes d'oxygène liés entre eux

dans la molécule. Cette liaison, qui artificiellement peut être obtenue par une voie détournée (par exemple, par l'union de deux ions HSO'_4 dans la production de l'acide persulfurique par électrolyse), préexiste dans la molécule d'oxygène $O = O$. On doit donc prévoir *a priori* la formation primaire de peroxyde dans toutes les réaction d'oxydation lente par l'oxygène libre C'est ce que l'expérience démontre. Dans un grand nombre de cas, les peroxydes qui se forment comme produits intermédiaires ont pu être isolés et caractérisés. Je citerai à titre d'exemple le triphénylméthyle qui, au contact de l'air, se transforme rapidement et quantitativement en peroxyde de triphénylméthyle :

$$2(C_6H_5)_3C + O_2 = (C_6H_5)_3C - O - O - C(C_6H_5)_3$$

Cette théorie, à laquelle le professeur Carl Engler, de Carlsruhe, est arrivé en même temps que moi, mais par une voie différente, est aujourd'hui généralement acceptée comme expliquant l'ensemble des faits relatifs aux phénomènes d'oxydation lente.

Donc, le premier terme du problème de la respiration, le mécanisme de l'activation de l'oxygène, semblait être résolu. Déjà Lavoisier fit ressortir que la respiration des êtres vivants n'était autre chose qu'une combustion lente. Par conséquent, le mécanisme de l'activation de l'oxygène dans l'organisme doit être le même que celui des phénomènes d'oxydation lente en général : c'est toujours par la formation intermédiaire de peroxydes que l'oxygène moléculaire est rendu actif.

Mais la respiration n'est pas une combustion lente pure et simple. Les oxydations, dont l'organisme est le siège, s'effectuent sous l'influence de catalyseurs spéciaux, de ferments oxydants ou oxydases. Quelle est la fonction chimique de ces agents? Déjà à cette époque, j'ai énoncé l'idée que les oxydases, dont Gabriel Bertrand venait de mettre en relief l'importance, ne pouvaient être que des substances facilement oxydables qui fixent l'oxygène moléculaire avec formation intermédiaire de peroxydes. M'inspirant des expériences classiques de Schönbein, j'ai relevé que l'oxydation de l'indigo par l'oxygène de l'air, avec le concours de l'essence de térébenthine ou de

l'aldéhyde benzoïque, nous donne l'image exacte de l'action oxydasique.

Plus tard j'ai soumis, en partie en collaboration avec M. le professeur Chodat, de Genève, la question des ferments oxydants à une étude expérimentale approfondie qui a élucidé bien des points jusqu'alors obscurs. On sait depuis Schönbein que l'organisme vivant renferme deux catégories de catalyseurs oxydants. Les uns transportent l'oxygène moléculaire sur des substances difficilement oxydables et agissent comme l'essence de térébenthine dans l'exemple cité plus haut. Les autres ne transportent que l'oxygène des peroxydes et accélèrent l'action oxydante de ceux-ci, exactement comme le sulfate ferreux accélère l'action oxydante du peroxyde d'hydrogène. Les premiers sont connus aujourd'hui sous le nom générique d'oxydases, les derniers sous celui de peroxydases. Il s'agissait de déterminer les rapports entre ces deux catégories de ferments. La question se compliquait par le fait que, comme je l'ai montré avec M. Chodat, l'oxydase trouvée par Bertrand dans nombre de plantes et qui est connue aujourd'hui sous le nom de phénolase, produisait exactement le même effet oxydant que la peroxydase en présence de peroxyde d'hydrogène. S'inspirant de ma théorie de la combustion lente que je viens d'exposer, Linossier a émis l'hypothèse que, dans l'organisme vivant, les oxydations s'accomplissent sous l'action combinée de l'oxydase (phénolase) et de la peroxydase. L'oxydase fixe l'oxygène moléculaire avec formation d'un peroxyde, la peroxydase détruit ce peroxyde, comme le sulfate ferreux détruit le peroxyde d'hydrogène, en provoquant des oxydations énergiques. Cette hypothèse n'est pas conforme aux faits. En collaboration avec M. Chodat, j'ai pour la première fois préparé une peroxydase physiologiquement pure, c'est-à-dire ne contenant aucun autre ferment. Cette peroxydase, qui accélérait énormément l'action oxydante du peroxyde d'hydrogène et des peroxydes organiques, n'exerçait aucune influence sur la phénolase normale extraite des champignons. Il était de toute évidence que cette phénolase normale n'avait pas besoin du concours de la peroxydase pour produire tout son effet oxydant. D'autre part, comme la phénolase donnait exactement les mêmes réactions que la peroxy-

dase en présence de peroxydes, il y avait tout lieu de supposer qu'elle était elle-même constituée par un système peroxydase-peroxyde. D'autres considérations, sur lesquelles je ne puis m'étendre ici, militaient également en faveur de la supposition que la phénolase n'était pas un ferment homogène, mais qu'elle était formée de deux corps, dont l'un fonctionnait comme activateur, l'autre comme substance facilement oxydable et fixant l'oxygène moléculaire avec formation de peroxydes. En effet, en soumettant la phésolase de champignons à la précipitation fractionnée par l'alcool, nous avons réussi à la séparer en deux fractions qui, prises isolément, ne manifestaient aucune ou qu'une très faible action oxydante, mais qui, réunies, donnaient toutes les réactions de la phénolase. A la fraction qui fonctionnait comme activateur, nous avons laissé le nom de peroxydase introduit par Linossier; à celle qui absorbait l'oxygène moléculaire avec formation de peroxydes, nous avons donné le nom d'oxygénase.

Cette interprétation de la nature de la phénolase explique une foule de faits qui en dehors d'elle restent inexplicables. L'expérience a démontré que la peroxydase est relativement stable, tandis que l'oxygénase, corps qui s'oxyde facilement à l'air, se conserve très mal. Il en résulte que, dans une solution de phénolase, l'oxygénase se détruit beaucoup plus rapidement que la peroxydase. Au fur et à mesure qu'elle disparaît, cette oxygénase se laisse remplacer par le peroxyde d'hydrogène ou d'autres peroxydes, tandis que sur la phénolase normale, c'est-à-dire possédant encore toute son oxygénase, les peroxydes n'exercent aucune influence. L'oxygénase est quelquefois tellement instable que lorsqu'on cherche à extraire de certaines plantes la phénolase entière, on n'obtient que de la peroxydase. C'est ce qui nous a permis de préparer ce ferment à l'état physiologiquement pur.

Après avoir élucidé les rapports entre la phénolase et la peroxydase, nous avons cherché à déterminer l'influence réciproque de la peroxydase et d'un autre ferment très important, la *catalase*. Je vous ai dit que la peroxydase accélère l'action oxydante du peroxyde d'hydrogène, exactement comme le sulfate ferreux. Mais nous connaissons un autre mode de décomposi-

tion catalytique du peroxyde d'hydrogène, sa décomposition en oxygène moléculaire et eau par le bioxyde de plomb, le bioxyde de manganèse, l'argent, le platine, etc. Schönbein avait déjà constaté que tous les tissus frais d'origine animale ou végétale possédaient non seulement la propriété d'accélérer l'action oxydante du peroxyde d'hydrogène, mais encore celle de le décomposer en eau et oxygène moléculaire, inerte suivant l'équation :

$$2H_2O_2 = 2H_2O + O_2$$

Schönlein attribuait les deux modes de décomposition à l'action d'un seul et même principe. Mais Löw a reconnu que la décomposition du peroxyde en eau et oxygène moléculaire est due à un ferment spécial désigné par lui sous le nom de catalase.

Donc, l'organisme vivant contient simultanément deux ferments à effet antagoniste. L'un, la peroxydase, accélère l'action oxydante du peroxyde d'hydrogène, l'autre, la catalase, enlève à celui-ci toutes ses propriétés oxydantes en transformant son oxygène actif en oxygène moléculaire. Le fait que le système catalase-peroxyde d'hydrogène est dépourvu de tout effet oxydant, a été démontré par l'expérience directe. Il était intéressant de voir jusqu'à quel point la catalase empêcherait l'action de la peroxydase et inversement.

Les recherches instituées à ce sujet avec des préparations aussi pures que possible de peroxydase et de catalase, ont démontré ce qui suit :

Lorsqu'on fait agir un mélange de peroxydase et de catalase sur du peroxyde d'hydrogène, la totalité de celui-ci est décomposée en eau et oxygène moléculaire. La peroxydase seule n'empêche donc en rien la catalase d'exercer sa fonction spécifique. Mais si à ce mélange on ajoute un corps susceptible d'être oxydé par le système peroxydase-peroxyde, par exemple l'hydroquinone, le pyrogallol. etc., une partie du peroxyde d'hydrogène est utilisée par la peroxydase pour effectuer l'oxydation du substratum, tandis que l'autre partie est décomposée par la catalase avec mise en liberté d'oxygène moléculaire. Dans ce cas, il y a donc partage du peroxyde d'hydrogène entre la peroxydase et la catalase. D'où il faut tirer la conclusion

que la catalase fonctionne comme régulateur des processus d'oxydation.

A côté de la phénolase, qui oxyde les phénols et les amines aromatiques, un grand nombre de végétaux et d'animaux renferment une oxydase très voisine, qui oxyde la tyrosine

$$HO . C_6H_4 . CH_2 . CH(NH_2) . COOH$$

ou acide paraoxyphénylaminopropionique en une substance noire et insoluble, la mélanine, tandis que la phénolase n'exerce aucune action sur la tyrosine. Ayant démontré que la phénolase était constituée par un système peroxydase + oxygénase, en tout point identique au système peroxydase + peroxyde, j'ai cherché à me rendre compte, si la tyrosinase était constituée par un système analogue. Gessard a observé que le peroxyde d'hydrogène accélérait l'action de la tyrosinase sur la tyrosine, tout en étant par lui-même sans action sur cet acide aminé. J'ai repris ces expériences et, après avoir élaboré une méthode quantitative pour suivre l'action de la tyrosinase — méthode qui consiste à titrer par le permanganate le produit d'oxydation de la tyrosine — j'ai constaté les faits suivants :

1° Sur la tyrosinase normale, préparée avec des sucs de végétaux frais et sains, le peroxyde d'hydrogène n'exerce aucune influence accélératrice, quand il est en faible concentration, et retarde manifestement l'oxydation en concentration plus forte.

2° Par contre, sur la tyrosinase altérée et affaiblie dans son pouvoir oxydant, le peroxyde d'hydrogène produit un effet accélérateur très marqué. J'ai eu entre les mains des préparations de tyrosinase qui, par elles-mêmes, n'oxydaient que très lentement la tyrosine, mais qui, en présence de peroxyde d'hydrogène, l'oxydaient comme la tyrosinase normale. Il semblait donc évident que ces préparations renfermaient la peroxydase correspondant à la tyrosinase. Mais l'étude plus approfondie de ces phénomènes m'a démontré que le peroxyde d'hydrogène n'accélérait ici la réaction qu'indirectement, en tant qu'il détruisait certaines substances réductrices contenues dans la tyrosinase altérée et qui empêchaient l'action oxydante du ferment de se manifester. Malgré le très grand nombre de recherches

dont la tyrosinase a fait l'objet, la nature de ce ferment reste encore très énigmatique.

Mes recherches sur la tyrosinase m'ont amené à étudier de plus près le rôle des sels métalliques dans l'action oxydasique et à élucider ainsi les faits qui ont servi de base à la théorie des oxydases énoncée par Gabriel Bertrand.

Vous savez sans doute que, d'après la théorie de Bertrand, le manganèse est le seul principe actif de l'oxydase que nous appelons aujourd'hui phénolase. Celle-ci serait constituée par un corps organique complexe R″ uni au manganèse. Sous l'influence de l'eau, ce composé $R''Mn$ se dédoublerait en un acide faible $R''H_2$ et protoxyde de manganèse

$$R''Mn + H_2O = R''H_2 + MnO$$

Le protoxyde de manganèse ainsi formé s'oxyderait au dépens de l'oxygène moléculaire, fixerait un atome pour faire du bioxyde de manganèse et mettrait l'autre atome en liberté :

$$MnO + O_2 = MnO_2 + O''$$

Enfin le bioxyde de manganèse serait attaqué par la partie organique de l'oxydase $R''H_2$, il y aurait régénération du composé primitif, avec élimination d'eau et mise en liberté d'un second atome d'oxygène :

$$MnO_2 + R''H_2 = R''Mn + H_2O + O''$$

Bertrand considère donc le manganèse comme la cause première de l'action oxydasique. C'est cet élément qui assurerait à la fois l'activation de l'oxygène et son transport sur la matière oxydable. Bertrand est allé même jusqu'à affirmer qu'aucun autre métal ne saurait remplacer le manganèse dans la constiution de l'oxydase. Mais cette conception s'est bientôt trouvée en contradiction formelle avec les faits. Sarthou, Slowtzow et Issaiew ont découvert des oxydases dont l'action était identique à celle de l'oxydase de Bertrand, mais qui ne contenaient pas trace de manganèse. Il est vrai qu'elles contenaient du fer. L'action oxydante de ces oxydases à base de fer n'a pu être exaltée par l'adjonction de sels de manganèse, alors que, suivant Bertrand, les oxydases pauvres en manganèse et peu acti-

ves acquièrent un grand pouvoir oxydant, si on leur ajoute des sels de manganèse.

Je ne m'attarderai pas à vous exposer les considérations qui m'ont amené à supposer que, pas plus que le manganèse, le fer n'était pas le principe actif de l'oxydase. Il suffira de rappeler que, d'après la théorie de l'oxydation lente que j'ai exposée tout à l'heure, on peut constituer avec une substance organique facilement oxydable, telle que l'essence de térébenthine et l'oxygène moléculaire, un système oxydant en tout point comparable à l'oxydase. Partant de cette idée, j'ai cherché à purifier la phénolase de champignons, qui est douée d'une stabilité relativement grande, de façon à en éliminer toute trace de fer et de manganèse. Ce travail m'a pris plus de deux années et ce n'est qu'après avoir élaboré une méthode de purification spéciale, méthode qui consiste à soumettre la solution de phénolase à la précipitation fractionnée par l'alcool en présence de sulfate de magnésie, que j'ai réussi à obtenir des préparations de phénolase ne contenant plus ni manganèse, ni fer. Chose à noter, le manganèse est assez facile à éliminer, mais le fer ne se laisse éliminer qu'après une longue série de précipitations fractionnées.

Il résulte de ces expériences que ni le manganèse, ni le fer ne sont indispensables à la manifestation de l'action oxydasique, c'est-à-dire à la fixation et à l'activation de l'oxygène moléculaire. La théorie de Bertrand ne répond donc plus aux faits.

Mais si le manganèse et le fer n'entrent pas dans la constitution de l'oxydase, il ne s'ensuit pas que les sels métalliques qui existent dans l'organisme végétal et animal n'exercent aucune influence sur l'action des oxydases. Cette influence existe incontestablement, mais elle est d'ordre *secondaire.*

On sait depuis Schönbein que certains sels de métaux lourds, notamment le sulfate ferreux, accélèrent à un haut degré l'action oxydante du peroxyde d'hydrogène, de même qu'ils accélèrent la marche des oxydations produites par l'oxygène moléculaire en présence de substances facilement oxydables. C'est ainsi par exemple que le sulfate ferreux accélère l'oxydation de l'indigo par l'air en présence d'essence de térébenthine. Comme celle-ci, en fixant l'oxygène moléculaire, donne naissance à des

peroxydes, il est évident que le mécanisme de l'accélération est le même dans les deux cas.

En tant que substance facilement oxydable et agissant par formation intermédiaire de peroxydes, l'oxydase *doit* subir l'influence accélératrice de sels métalliques. C'est ce qui a effectivement lieu. Gessard a constaté que l'action de la tyrosinase sur la tyrosine se produit en deux phases. La solution incolore de tyrosine se colore d'abord en rouge et ensuite le produit d'oxydation rouge se transforme en mélanine noire et insoluble. Avec certaines préparations de tyrosinase, la réaction ne va pas au delà de la formation du produit d'oxydation rouge. Dans ces cas, l'addition d'un sel alcalino-terreux provoque immédiatement la transformation du produit rouge en mélanine. J'ai pu confirmer l'observation de Gessard et l'étendre à la phénolase. Dans une série d'expériences, j'ai nettement séparé l'action propre de l'oxydase, c'est-à-dire la fixation et l'activation de l'oxygène moléculaire, et l'action secondaire des sels qui ne font qu'accélérer la transformation des produits d'oxydations primaires formés sous l'action de l'oxydase. L'influence accélératrice que les sels de manganèse exercent sur certaines oxydases n'est pas due à ce que le manganèse fonctionne à la fois comme activateur et transmetteur d'oxygène, comme l'a pensé Bertrand, mais simplement à ce que ces sels accélèrent la transformation des produits d'oxydation primaires et empêchent l'état d'équilibre de se produire avant la transformation complète du système.

Bertrand a cru avoir une nouvelle preuve à l'appui de sa théorie dans le fait que la phénolase retirée par lui du latex de l'arbre à lacque s'est montrée excessivement sensible à l'action des acides minéraux. Les acides minéraux paralyseraient les oxydases parce qu'ils forment avec le manganèse des sels non dissociables hydrolytiquement, et, du moment où le manganèse ne peut plus se transformer par hydrolyse en protoxyde, toute l'action oxydasique doit s'arrêter. Dans un travail fait en collaboration avec M. Sbarsky, j'ai pu démontrer que la phénolase des champignons qui ne diffère pas au point de vue de son action de la laccose de Bertrand, supportait de fortes doses d'acides minéraux sans perdre son activité. C'est ainsi que

pour arrêter complètement l'oxydation de 0,2 g. de gaïacol par 0,02 g. de phénolase dans 30 cc., il a fallu employer 0,245 g. d'acide sulfurique.

A doses très faibles, les acides minéraux, loin de paralyser la phénolase, exaltent au contraire son action. Mais le fait le plus frappant que nous ayons constaté, c'est que la dose mortelle pour la phénolase varie, toutes choses égales d'ailleurs, avec la nature du phénol à oxyder. Ainsi, pour arrêter l'action oxydante de 0,20 mg. de phénolase sur des quantités équivalentes d'hydroquinone, de pyrogallol et de gaïacol, il a fallu employer 98 mg. d'acide sulfurique dans le premier cas, 134 mg. dans le second et 245 mg. dans le troisième. Il est à peine nécessaire de relever que ces faits sont absolument incompatibles avec la manière de voir de Bertrand. Le temps me manque pour m'arrêter à toutes les possibilités que j'ai eues à envisager en cherchant à interprêter rationnellement les faits que je viens de vous signaler. Je me bornerai à vous dire que l'avant dernière année, j'ai repris l'étude de cette question en collaboration avec M[lle] Maryanovitch. Après avoir élaboré une méthode de de dosage appropriée, nous avons soumis à l'étude systématique l'influence d'un certain nombre de sels neutres sur l'action de la phénolase dans l'oxydation de différents phénols. Nous avons remplacé les acides par des sels neutres pour éviter l'effet destructeur que les acides ont sur la phénolase, comme sur d'autres ferments. Les résultats de ces recherches ont pleinement confirmé et considérablement étendu les résultats auxquels je suis arrivé en collaboration avec M. Sbarsky. L'influence qu'un seul et même sel exerce sur l'action de la phénolase varie avec la nature du phénol à oxyder. Toutes choses égales d'ailleurs, le chlorure de calcium, par exemple, retarde l'oxydation du gaïacol dans la proportion de 74 $^0/_0$ et accélère l'oxydation de de l'orcine dans la proportion de 234 $^0/_0$. Par contre, le sulfate de zinc accélère l'oxydation du gaïacol (42 $^0/_0$) et retarde celle de l'orcine (34 $^0/_0$). Les autres résultats sont du même ordre.

Avec ces recherches nous entrons en plein dans la question de la spécificité des ferments oxydants du type de la phénolase, sinon des ferments en général. Vous savez qu'on s'accorde maintenant à admettre à peu près autant de ferments

spécifiques qu'il y a de substances à transformer, chaque ferment s'adaptant à son substratum, comme une clef s'adapte à une serrure. Dans le groupe de la phénolase, on a cru découvrir une *orcinase* qui n'oxyderait que l'orcine, une *gaïacolase* qui n'oxyderait que le gaïacol, une *indophénolase*, etc. Avec M[lle] Maryanovitch, j'ai démontré que la prétendue orcinase strictement spécifique, n'était que de la phénolase ordinaire agissant en milieu faiblement alcalin, l'alcalinité étant la condition *sine qua non* de l'oxydation de l'orcine ; que la prétendue gaïacolase n'était que de la phénolase débarrassée de substances réductrices ; que l'indophénolase ne différait en rien de la phénolase ordinaire. Il y a tout lieu de croire que, pour bon nombre de ferments, la spécifité apparente est plutôt fonction du milieu que de la nature particulière du ferment. Mais je ne veux pas m'étendre sur ce sujet, pour ne pas heurter les idées reçues, avant d'avoir des preuves décisives en main. Je poursuis ces recherches en collaboration avec M. Goutner.

Ici s'arrêtent mes recherches personnelles sur les ferments oxydants. En dehors de la phénolase, de la peroxydase qui lui correspond et de la tyrosinase, on a découvert un certain nombre d'autres ferments oxydants. Tels sont les purineoxydases qui oxydent les corps puriques — l'hypoxanthine en xanthine, la xanthine en acide urique et celui-ci en allantoïne ; l'alcool oxydase qui oxyde l'alcool en acide acétique ; les acidoxydases qui oxydent certains acides de la série grasse, etc. La plupart de ces oxydases adhèrent aux éléments anatomiques des tissus et l'on ne réussit pas à les extraire et purifier, comme on a pu le faire pour la phénolase et la tyrosinase. C'est peut-être pour cette raison que ces ferments sont encore très peu connus. La question de savoir si, comme la phénolase, ils sont constitués par un système peroxydase — oxygénase reste ouverte. Personnellement, je suis d'avis qu'un certain nombre de ces ferments iront grossir les rangs des ferments hydrolytiques, leur nature oxydasique ne me paraissant pas nettement établie.

Je passe maintenant à mes recherches sur les ferments réducteurs.

Lavoisier a assimilé la respiration à une combustion lente.

Or, la combustion lente peut se faire non seulement par l'intermédiaire de l'oxygène libre, moléculaire, mais encore aux dépens de l'oxygène combiné. En particulier, les oxydations hydrolytiques, c'est-à-dire s'effectuant aux dépens de l'oxygène de l'eau, méritent une attention spéciale, étant donné que certains physiologistes, comme Traube, Nasse et autres, leurs ont attribué un rôle des plus importants dans le processus respiratoire.

Toute oxydation au dépens de l'oxygène de l'eau a pour corrolaire la libération d'hydrogène et la mise en train de processus de réduction. Par conséquent, si réellement des oxydations hydrolytiques ont lieu dans la cellule vivante, les ferments réducteurs doivent jouer un rôle capital dans la respiration, en tant qu'ils accélèrent le dédoublement de la molécule d'eau en enlevant l'hydrogène mis en liberté et empêchant l'état d'équilibre de se produire. C'est ce raisonnement qui m'a amené à étudier de plus près les ferments réducteurs.

On sait depuis longtemps que l'organisme vivant est le siège de réductions puissantes. Schönbein avait déjà reconnu la nature catalytique de ces phénomènes de réduction, mais de Rey-Pailhade a été le premier à affirmer l'existence d'une diastase réductrice définie. Un grand nombre de physiologistes, parmi lesquels il convient de citer Abelous et ses collaborateurs, se sont occupés des ferments réducteurs, mais les résultats obtenus jusqu'ici sont tellement peu précis que des savants comme Kastle, Heffter et Oppenheimer nient l'existence même de cette sorte de ferments. Heffter en particulier fait ressortir que la présence d'aldéhydes dans la cellule suffit pour expliquer les phénomènes de réduction sans qu'on ait besoin de recourir à l'hypothèse de ferments réducteurs spéciaux. En cela il a parfaitement tort, car à l'époque où il énonçait cette thèse, on connaissait déjà un ferment qui précisément accélérait l'action réductrice des aldéhydes.

Schardinger a découvert en 1902 que le lait frais qui seul n'exerce aucune action réductrice sur le bleu de méthylène, réduit au contraire cette matière colorante en présence d'aldéhyde formique ou acétique. La réaction n'a pas lieu si l'on opère sur du lait préalablement bouilli. Dans un travail très

élégant, Trommsdorff a nettement établi qu'il s'agissait bien là de l'intervention d'un ferment préexistant dans le lait et accélérant l'action réductrice des aldéhydes. La découverte de Schardinger a acquis un intérêt spécial par le fait que Bredig et Sommer ont démontré que les métaux colloïdaux du groupe du platine accéléraient la « réaction de Schardinger » comme le ferment du lait. Ceci leur a permis d'établir une analogie frappante entre le « ferment de Schardinger » et les métaux colloïdaux, comme Bredig et ses élèves l'ont fait antérieurement pour la catalase et les mêmes métaux.

Avant d'aborder l'étude des ferments réducteurs, j'ai cherché à me rendre compte des moyens que la cellule vivante peut mettre en œuvre pour obtenir la décomposition de l'eau. Parmi les réactions chimiques qui donnent lieu à la décomposition de l'eau avec mise en liberté d'hydrogène, mon attention s'est portée plus spécialement sur celle qui se passe entre l'hypophosphite de soude et l'eau en présence de palladium, réaction que j'ai soumise à une étude approfondie.

L'hypophosphite de soude est sans action appréciable sur l'eau. Mais si l'on ajoute une trace de mousse de palladium à un hypophosphite en solution aqueuse, l'hypophosphite est oxydé en phosphite en même temps qu'il se dégage de l'hydrogène en quantité équivalente :

$$PO_2\,H_2\,Na + H_2O = PO_3\,H_2\,Na + H_2$$

On a donc ici le cas d'un corps oxydable qui décompose l'eau et s'empare de son oxygène à la condition d'être secondé par un catalyseur capable de fixer, ne serait-ce que momentanément, l'hydrogène. On sait, en effet, que le palladium se combine facilement à l'hydrogène pour former des composés instables et agissant comme réducteurs puissants. Si l'on introduit du bleu de méthylène dans le système palladium-hypophosphite-eau, la matière colorante est rapidement réduite.

Ici apparaît avec toute la clarté voulue l'analogie entre cette réaction, la réaction de Bredig et Sommer et celle de Schardinger. On est parfaitement justifié d'admettre que les fonctionnement des trois systèmes catalytiques en question repose sur une seule et même réaction chimique, à savoir : décompo-

sition de l'eau par un corps oxydable (hypophosphite, aldéhyde), avec le concours d'un catalyseur (palladium, ferment du lait) s'unissant à l'hydrogène pour former un composé instable et, par conséquent, réducteur.

Après avoir élucidé les caractères chimiques de la réaction de Schardinger, je me suis attaché à dégager les rapports qui existent entre le ferment du lait accélérant l'action réductrice des aldéhydes, d'une part, la réductase et l'aldéhydase des tissus, d'autre part. Jusqu'en ces dernières années, on croyait à l'existence dans les tissus d'une oxydase transformant l'aldéhyde salicylique en acide salicylique et connue sous le nom d'aldéhydase ou salicylase. Depuis sa découverte par Schmiedberg, en 1876, cette oxydase a fait l'objet de très nombreuses recherches. Mais, chose très curieuse, Medwedew et d'autres expérimentateurs ont constaté que cette oxydase agit beaucoup mieux sur l'aldéhyde salycilique en l'absence d'oxygène qu'en présence de ce gaz. Cette particularité m'a paru peu compatible avec nos connaissances sur le mode d'action des oxydases et, il y a quatre ans de cela, j'ai énoncé l'avis que la salycilase n'était pas une oxydase, mais un ferment accélérant l'oxydation hydrolytique de l'aldéhyde salicylique, c'est-à-dire la réaction de Canizzaro :

$$2\,R.CHO + H_2O = R\,CH_2\,ON + R.COOH\,.$$

J'ai relevé en même temps que, s'il en était ainsi, le produit de l'action de la salicylase sur l'aldéhyde devait renfermer, à côté du produit d'oxydation, l'acide salicylique, le produit de réduction correspondant, la saligénine. Cette supposition a été pleinement confirmée par Battelli et Mlle Stern.

Parnas a étudié de plus près cette transformation des aldéhydes dans les tissus et constaté que les aldéhydes de la série grasse sont rapidement convertis en alcools et acides sous l'influence d'un ferment auquel il a donné le nom d'aldéhyde-mutase. Mais il n'a pas envisagé les rapports entre ce ferment, la réductase des tissus, et le ferment de Schardinger.

Etant donné que le ferment du lait n'agit que par l'intermédiaire des aldéhydes et que, d'autre part, les tissus contiennent un ferment qui provoque l'oxydation et la réduction simulta-

nées des aldéhydes, il y avait lieu de supposer que les deux ferments étaient identiques et que la réductase des tissus n'était autre chose qu'un système formé par le ferment de Schordinger, l'haldéhyde et l'eau. Les expériences que j'ai instituées à ce sujet n'ont pas tardé à confirmer cette supposition. En traitant les tissus animaux réduits en bouillie avec une solution saline renfermant 2 % de fluorure de sodium et 1 % de bicarbonate de soude, j'ai réussi à obtenir des préparations qui accéléraient la réduction du bleu de méthylène par les aldéhydes exactement comme le ferment de Schardinger. En poursuivant ces recherches, j'ai constaté que le ferment de Schardinger accélérait non seulement la réduction des matières colorantes par les aldéhydes, mais encore celle des nitrates. Les extraits d'organes préparés comme je viens de le dire se comportaient comme le ferment du lait.

Pour suivre la marche de la réduction des nitrates, j'ai élaboré une méthode quantitative qui m'a permis de constater qu'au point de vue de son action, le ferment des tissus qui accélère la réduction des nitrates par les aldéhydes est identique au ferment de Schardinger. Dans un nouveau travail, j'ai démontré que tous les tissus animaux renferment une substance qui seule n'exerce aucune action sur les nitrates ni les matières colorantes, mais qui, en présence de lait frais, produit exactement les mêmes réductions que le ferment de Schardinger avec le concours des aldéhydes. Ce coferment s'obtient en faisant bouillir les tissus avec de l'eau et filtrant.

La réductase des tissus se laisse donc dédoubler en un ferment identique avec ferment de Schardinger et en un coferment qui se laisse remplacer par les aldéhydes.

Ici apparaît l'analogie frappante entre la réductase et l'oxydase ordinaire ou phénolase. Les deux sont constitués par un système ferment + substance oxydable. Mais tandis que, chez la phénolase l'oxydation se fait par l'intermédiaire de l'oxygène libre, chez la réductase, l'oxydation a lieu au dépens de l'oxygène combiné de l'eau ce qui a pour corollaire la mise en train du processus de réduction

Phénolase = Peroxydase + substance oxydable + Oxygène
Réductase = Ferment de Schardinger + substance oxydable + Eau.

Le temps me manque pour vous montrer cette analogie sous toutes ses faces, mais elle est tellement complète que l'on est porté à croire qu'elle a pour base la similitude chimique des corps sur lesquels la peroxydase et le ferment de Schardinger sont appelés à agir.

En quelques mots voici quelles sont mes idées à ce sujet. La peroxydase agit sur les composés oxygénés labiles, les *peroxydes*, qui prennent naissance dans l'action des matières oxydables sur l'oxygène moléculaire. Le ferment de Schardinger agit sur les composés hydrogénés labiles, les *perhydrides*, dont la formation est concomittante de l'oxydation de la matière oxydable au dépens de l'eau. L'hydrosol du palladium hydrogéné colloïdal, préparé par Paal et Gerum $PdOH_3$ est le type de ces perhydrides. Le système peroxydase + peroxydes qui met en œuvre de l'oxygène labile agit comme oxydant, le système ferment de Schardinger + perhydrides, qui met en œuvre de l'hydrogène labile, agit comme réducteur. Pour bien faire ressortir cette analogie en même temps que pour assigner au ferment de Schardinger la place qu'il doit occuper dans la famille des ferments, j'ai proposé de le désigner par le nom de perhydridase.

Pour clore ce chapitre. je vous dirai que j'ai retrouvé le ferment de Schardinger ou perhydidase dans le règne végétal. Cette partie de mes recherches sera publiée prochainement. Jusqu'à présent la perhydridase est le seul ferment réducteur dont l'existence soit à l'abri de toute contestation possible.

Il me reste maintenant à examiner le rôle des ferments oxydants et réducteurs dans le processus de respiration.

Schönbein avait déjà attribué aux « katalytisch wirksamen organischen Matérien », que nous appelons aujourd'hui ferments oxydants, un rôle important dans le processus respiratoire. Il est allé même jusqu'à affirmer que, sans le concours de ces agents catalytiques, les êtres vivants mourraient d'asphyxie dans un océan d'oxygène pur. Tant que nos connaissances sur les ferments oxydants étaient vagues, cette manière de voir ne soulevait pas d'objections de la part des physiologistes. Mais à la suite des recherches de Bertrand et de Bourquelot, on n'a pas tardé à reconnaître que, parmi les ferments oxydants les

mieux étudiés, la phénolase n'oxydait que l'hydrogène mobile des phénols et des amines aromatiques, le système peroxydase + peroxyde d'hydrogène effectuait exactement les mêmes oxydations, la tyrosinase oxydait la tyrosine en mélanine. Toutes ces oxydations semblaient n'avoir rien à voir à la respiration proprement dite, c'est-à-dire à la combustion des aliments en eau, anhydride carbonique et urée. Portier a exprimé l'avis que les ferments oxydants n'étaient que des agents de protection ayant pour fonction de produire des enduits protecteurs dans les cas de destruction traumatique des téguments. On sait en effet que l'action oxydasique la plus typique, celle qui a été étudiée par Bertrand, consiste dans la transformation du latex de l'arbre à laque en produits extrêmement résistants et insolubles. L'interprétation de Portier est certainement vraie pour une partie des fonctions oxydasiques, mais elle ne tient pas compte du fait que les oxydases président à la transformation des chromogènes en pigments, auxquels on s'accorde maintenant à reconnaître un rôle important comme réservoirs d'oxygène faiblement eombiné. De plus, dans ces dernières dix années, l'étude des ferments oxydants a fait un important pas en nous faisant connaître les purineoxydases et l'alcooloxydase. Les purineoxydases présentent au point de vue qui nous occupe un intérêt tout particulier, en tant qu'elles nous permettent de suivre très loin la dégradation de l'une des parties constitutives les plus importantes de la cellule, des nucléoprotéides. Il suffira de rappeler que par l'action combinée des ferments hydrolytiques (pepsine, nucléase, adenase et guanase) et des purineoxydases (xanthinoxydase et uricoxydase) on arrive à dégrader les nucléoprotéides jusqu'à l'alantoïne, c'est-à-dire jusqu'au diuréide de l'acide glyoxylique.

On ne saurait donc nier la participation des ferments oxydants aux phénomènes d'oxydation qui se passent dans les êtres vivants. Mais ceci ne nous donne encore aucune réponse à la question de savoir par quel mécanisme s'opère la combustion des *Bausteine* les plus simples — les hexoses, les acides gras et les acides aminés — qui résultent de la dégradation des aliments par les ferments hydrolytiques. Pour le moment, on semble avoir renoncé à découvrir de nouveaux ferments oxy-

dants présidant à l'oxydation de ces produits d'hydrolyse et on oriente les recherches dans deux directions nouvelles. D'une part, reprenant la théorie de Pfeffer sur la respiration intramoléculaire ou anérobie, on suppose que la décomposition des hexoses dans le sens de la fermentation alcoolique sous l'action de la zymase est la première phase de la dégradation de ces produits dans l'organisme végétal et animal. Dans la respiration aérobie, c'est-à-dire en présence d'oxygène en excès, les produits de dédoublement des hexoses seraient oxydés par les oxydases en anhydride carbonique et eau. En l'absence d'oxygène, ils se condensent pour former de l'alcool éthylique. Je n'insisterai pas sur toutes les données expérimentales qui étayent ces suppositions. Je mentionnerai seulement que, d'après Kostytchew, les produits intermédiaires qui prennent naissance dans l'action de la zymase sur le glucose, s'oxydent facilement en eau et acide carbonique sous l'influence du système peroxydase + peroxyde d'hydrogène.

D'autre part, on commence à attacher plus d'importance aux oxydations hydrolytiques dont je viens de vous parler. Il se peut bien que les produits d'hydrolyse ultimes qui ne sont pas attaqués par les ferments oxydants agissant par l'intermédiaire de l'oxygène libre, soient oxydés hydrolytiquement. Les aminoacides semblent être dans ce cas. Strecker a montré il y a plus de cinquante ans que les acides α-aminés, qui résistent très bien à l'oxygène libre, s'oxydent très facilement au dépens de l'eau, si on les chauffe avec l'alloxane. Dernièrement, Traube a refait la même expérience en employant la benzoquinone à la place de l'alloxane. Les acides aminés sont ainsi oxydés en aldéhydes avec élimination d'acide carbonique et d'ammoniaque, en même temps que la benzoquinone est réduite à l'état d'hydroquinone. Neuberg a trouvé que la levure de bière contient un ferment — la carboxylase — qui dédouble d'une manière analogue les acides cétoniques tels que l'acide pyruvique et l'acide oxalacétique

$$CH_3 . CO . COOH + H_2O = CH_3 . CHO + CO_3H_2$$
$$HOCO . CH_2 . CO . COOH + 2 H_2O = CH_3 . CHO + 2 CO_3H_2$$

Si l'on prend en considération que la perhydridase s'empare

ensuite des aldéhydes pour les oxyder hydrolytiquement en acides avec production concomittante de phénomènes de réduction, que dans l'anaérobiose stricte toutes les oxydations nécessaires pour l'échange énergétique se font par voie hydrolytique, on a l'impression très nette que les ferments oxydants et réducteurs sont les intermédiaires indispensables de la respiration. Je ne puis m'attarder plus longtemps sur ce sujet et je renvoie ceux qu'il intéresse à mon article «Oxydationsprozesse in der lebenden Substanz», qui paraîtra dans le supplément du «Handbuch der Biochemie» du prof. Oppenheimer.

Je conclus :

Nos idées sur le processus respiratoire sont étroitement liées à la connaissance du mécanisme de la combustion lente. Tant que cette connaissance était défectueuse, le processus respiratoire, qui est autrement complexe, devait nécessairement paraître inexplicable par les lois physiques et chimiques connues. D'où est née une série d'explications vitalistes de la respiration. Mais après que, par les travaux de nombreux chercheurs, la nature de la combustion lente fût élucidée, la connaissance du mécanisme de la respiration fit des progrès importants. La théorie de l'activation de l'oxygène par formation intermédiaire de peroxydes se laisse non seulement appliquer au domaine de la physiologie, mais elle permet encore d'expliquer nombre de faits qu'aucune des théories existantes ne saurait expliquer.

Si nous voulons faire abstraction de toute conception vitaliste, nous devons bien admettre que les lois qui régissent les phénomènes de combustion lente président aussi au phénomène respiratoire. Ne pouvant rien changer à ces lois, les êtres vivants doivent s'y adapter. Cette adaptation se manifeste de la manière suivante :

1° Pour faire face au besoin d'utiliser l'oxygène libre pour les oxydations, la cellule produit un ferment — l'oxygénase — corps facilement oxydable qui fixe l'oxygène moléculaire avec formation de peroxydes.

2° Pour accélérer l'action oxydante de ces peroxydes, la cellule produit un ferment — la peroxydase — dont l'action sur les peroxydes est analogue à celle du sulfate ferreux sur le peroxyde d'hydrogène.

3° Les peroxydes qui se forment dans l'action de l'oxygène libre sur les substances facilement oxydables, se convertissent facilement par hydrolyse en peroxyde d'hydrogène qui, dans les oxydations hydrolytiques, peut se former comme produit primaire. En s'accumulant, le peroxyde d'hydrogène pourrait, en raison de sa grande diffusibilité, exercer une influence nocive sur les portions plus délicates du protoplasma. Pour parer à ce danger, la cellule produit un ferment — la catalase — dont la seule fonction consiste à décomposer avec la plus grande rapidité le peroxyde d'hydrogène en eau et oxygène inerte. Comme je l'ai dit, ce ferment fonctionne comme régulateur du processus respiratoire.

4° Enfin, pour les besoins de l'oxydation hydrolytique, la cellule produit un ferment — la perhydridase — qui accélère les processus oxydo-réducteurs, comme le font les métaux du groupe du platine.

Certes, je reconnais que, dans cette conception du phénomène respiratoire, il y a encore des lacunes très graves. Mais elle embrasse une multitude de faits qu'aucune autre conception ne saurait coordonner. En même temps elle ouvre un vaste champ au travail expérimental, et c'est là son principal mérite.

SUR QUELQUES
AMMONOÏDES JURASSIQUES
ET LEUR
DIMORPHISME SEXUEL

PAR

Louis ROLLIER

Les travaux descriptifs concernant les Ammonoïdes sont déjà très nombreux et très importants. Et cependant je ne crois pas qu'on ait déjà décrit et distingué toutes les espèces. De plus, comme pour les Nautiles et les Argonautes vivants, il doit être possible d'établir sur les tests un véritable dimorphisme sexuel. Munier-Chalmas a donné quelques directions relatives à ce dimorphisme tour à tour repoussé ou adopté depuis, mais avec une certaine réserve. Je ne l'ai jamais perdu de vue, et depuis trente ans que j'étudie les Ammonoïdes, j'ai pu me convaincre que certains groupes, des genres mêmes, ne sont que des formes aberrantes attribuables à des mâles. C'est ce que nous allons examiner ici, et, dans une certaine mesure, cela vient à point pour simplifier la nomenclature de cet ordre que l'on trouve généralement trop chargée. Mais que les spécialistes se rassurent, ce n'est point un parti pris de ma part que de vouloir réduire le nombre des espèces, je crois au contraire que la nature est plus riche, et surtout plus variée que certains esprits ne veulent l'admettre, dans le but de savoir tout trop vite et d'embrasser la Création trop étroitement.

Il n'est personne qui, tant soit peu au courant des progrès de la paléontologie, n'ait reconnu la raison d'être du démembrement de l'ancien genre *Ammonites* Brug. 1789, aujourd'hui restreint aux *Arietites* du Lias inférieur, dont il est du reste

synonyme. Mais les limites des nouveaux genres sont souvent encore indécises, parce qu'on a dû les baser sur des types et des groupes d'espèces souvent et différemment liés les uns aux autres. La nomenclature actuelle est encore provisoire et parmi les nouveaux genres, il en est qui devront probablement descendre au rang de sous-genre, ce qui entraînera un remaniement des diagnoses et du cadre de la paléontologie systématique. C'est pourquoi, dans les travaux préparatoires, l'on s'en trouve bien sans diagnoses, pourvu qu'on rattache chaque nom de groupe, genre ou sous-genre, à un ou plusieurs types bien définis. La discussion porte précisément encore sur la délimitation de ces groupes et sur leurs relations phylogéniques, et les diagnoses se modifient suivant que l'on accorde une plus ou moins grande extension à ces groupes. Il ne faut pas oublier non plus que nous n'avons affaire qu'à des restes incomplets et non à des coquilles ni à des animaux entiers.

Ainsi le genre *Harpoceras* Neumayr 1869 avait à l'origine à peu près la même signification qu'aujourd'hui la famille des Harpocératides, tandis que le genre *Harpoceras* s. str. est généralement restreint au groupe de l'*Am. falcifer* Sow., caractéristique du Lias supérieur. De même les *Oppelia* Waagen 1869 sont démembrées en une série de genres ou de sous-genres, dont il ne reste pour *Oppelia* s. str. que le groupe étroitement uni au type primitif *O. subradiata* Sow. *(Am.)*, avec *O. subcostaria* Op. *(Am.)*, *O. Richei* de Lor., etc.

C'est de quelques formes séparées à tort ou à raison des *Oppelia* que je désire entretenir les lecteurs des *Archives*. Je pourrai en même temps répondre à quelques critiques qui m'ont été adressées au sujet de mon nouveau genre ou sous-genre *Oxycerites* [1].

J'ai établi *Oxycerites* (Arch. sc. phys. Genève, 4e pér., t. XXVIII, p. 611 et s.; Les Faciès du Dogger, 4°, Zurich 1911, p. 303 et s.) pour un genre d'Ammonoïde qui n'a pas encore

[1] *Revue de Paléozoologie*, par M. Cossmann, 1910, p. 115 *(false. Oxyarites;* Palæontographica, 1911, Bd. LIX, Wepfer, p. 39, p. 57; *Mém. Soc. pal. suisse*, 1912, vol. XXXVIII, Franç. Favre, p. 21, p. 31-33.

été classé sûrement [1] et dont aucun représentant n'est même mentionné dans le Manuel de Zittel (1885), ni dans ses Grundzüge (3e éd. 1910). J'ai pris pour types l'*Am. aspidoïdes* Opp., l'*Am. biflexuosus* d'Orb., l'*Am. bisculptus* Opp., l'*Am. Hersilia* d'Orb. que quelques auteurs ont classés à tort parmi les *Oppelia*. J'y ajoute ici *Ox. Divensis* sp. nov. qu'il me restait à faire connaître.

Pas plus que pour d'autres coupures génériques proposées par moi pour y loger des types non classés, il n'est permis de qualifier de « pulvérisation des genres » les efforts tentés pour enrichir nos connaissances et éclaircir la classification des Ammonoïdes. L'ancien genre *Helix* avec ses quelques milliers d'espèces a été bien autrement sectionné que les *Harpoceras* et les *Oppelia*, et les spécialistes s'en trouvent fort bien.

Oxycerites se distingue très nettement d'*Oppelia* par sa quille très forte, élevée, par ses côtes periphériques toutes égales, tandis que dans les *Oppelia* il y en a de deux sortes, des principales et des secondaires qui dérivent par bi- ou par trifurcation du tronc ombilical des côtes principales. Cela se voit bien dans *Oppelia subradiata* Sow. *(Am.)*, du Bajocien, type d'*Oppelia* s. st. et dans *O. subcostaria* Op. *(Am.)*, du Callovien, que M. Fr. Favre voudrait réunir au type de Bayeux comme simple variété, tandis qu'il rejette tous mes *Oxycerites* dans ses *Oppelia*. Dans le type de *Streblites* [2], Hyatt, 1868, *Am. tenuilo-*

[1] La famille à laquelle appartient *Oxycerites* est elle-même incertaine. peut-être dérive-t-il d'*Hyperlioceras* (Harpoceratides), peut-être de *Hudlestonia* et des *Oxynoticeras?* Waagen, Formenreihe (1869), p. 206, décrit en détail l'*Am. aspidoides* et le classe dans le genre *Oppelia*. M. de Grossouvre, en 1888 (Bull. Soc. géol. Fr , 3e sér., t. XIII, p. 369), mais il en éloigne l'*Am. bisculptus* d'Orb. et d'autres. M. Till, Amm. von Villany (Beitr. Pal. Geol. Œsterr.-Ung. Or., Bd XXIII, Heft 4, 4o Wien u. Leipzig, 1910), p. 268 et suiv. met l'*Am. aspidoides*. l'*Am. subcostarius*. parmi les *Oppelia* du sous-genre *Streblites*, avec l'*Opp. Calloviensis* Paron. et Bonar. qui est un véritable *Oxycerites*, aussi bien que l'*Am. aspidoïdes*.

[2] Je n'ai pas pu savoir si ce genre est dédié au naturaliste Strebel, et alors il faudrait écrire *Strebelites*. ou s'il admet l'adjectif grec « tordu » comme caractéristique de ses côtes falciformes, ce qui ne se justifierait guère.

batus Op., qui se rattache étroitement, et peut-être comme sous-genre, à *Oppelia*, les côtes principales deviennent noueuses au milieu des flancs, à la naissance des côtes périphériques, dont les principales produisent à leur tour une rangée de nodosités à la périphérie. En outre la quille est finement denticulée. Or si le genre *Streblites*, généralement adopté, a sa raison d'être à côté des *Oppelia* typiques, comment ne pourrait-on pas admettre le genre *Oxycerites*, si différent des *Oppelia*, à tel point que c'est plutôt d'*Ochetoceras* Haug (1885) qu'il s'agit tout d'abord de le distinguer. C'est ce que j'ai établi dans mes Faciès du Dogger (p. 283, 303-304). Il faut insister encore sur le fait que le sillon caractéristique des *Ochetoceras* ne l'est que par rapport à *Oxycerites*, puisque des genres très éloignés, comme *Hildoceras*, *Taramelliceras*, etc., également pourvus d'un sillon médian, ne sauraient être confondus avec *Ochetoceras*. De même tous les Ammonoïdes pourvus de deux sillons siphonaux, ou de trois carènes siphonales, ne sont pas des *Trimarginites* (type : *Am. Arolicus* Op.). C'est pourtant ce que fait M. Wepfer en réunissant dans son *Oppelia trimarginata* (non Oppel) de véritables *Ochetoceras* et même des *Ludwigia!* Et tout cela dans un dédale trinominal indigne de la nomenclature de Linné, si simple et si lucide ! On voit donc que les noms de sous-genres et de petits genres nouveaux s'imposent, si l'on ne veut pas confondre tout ce que nous connaissons insuffisamment avec les jalons généralement admis mais souvent insuffisants eux-mêmes.

Après ces préliminaires indispensables pour établir notre position, voici quelques formes peu connues qui aideront à comprendre et à bien fixer les genres dont il vient d'être question. On ne nous imposera pas d'en donner une description avec diagnose complète, puisqu'il suffit, pour s'y reconnaître, de fixer les traits essentiels par le dessin et par l'analyse.

Dans mes Faciès du Dogger, p. 307, j'ai introduit le nom d'Oxcycerites Divensis sp. nov. pour une forme de l'Oxfordien inférieur pyriteux du niveau de *Peltoceras athleta* des environs de Dives (le nom se rapporte à la Dive, *Diva*), que d'Orbigny ne mentionne pas, mais que l'on pourrait être tenté de rapporter à son *Am. Hersilia*, d'Orb., Céph. jur., p. 572, d'Orb.

Prodr., vol. 1 (1850), p. 351, n° 49, de l'Oxfordien moyen du Jura (Salins, etc.). Je donne ici des croquis de ces deux espèces, pour en faciliter la distinction. Elles sont en effet très voisines, mais l'espèce de l'Oxfordien inférieur est plus aplatie, à quille plus tranchante, les côtes périphériques sont plus serrées, par conséquent plus nombreuses et s'effacent plus tôt chez l'adulte. Les lobes, du type d'*O. aspidoides*, sont aussi moins

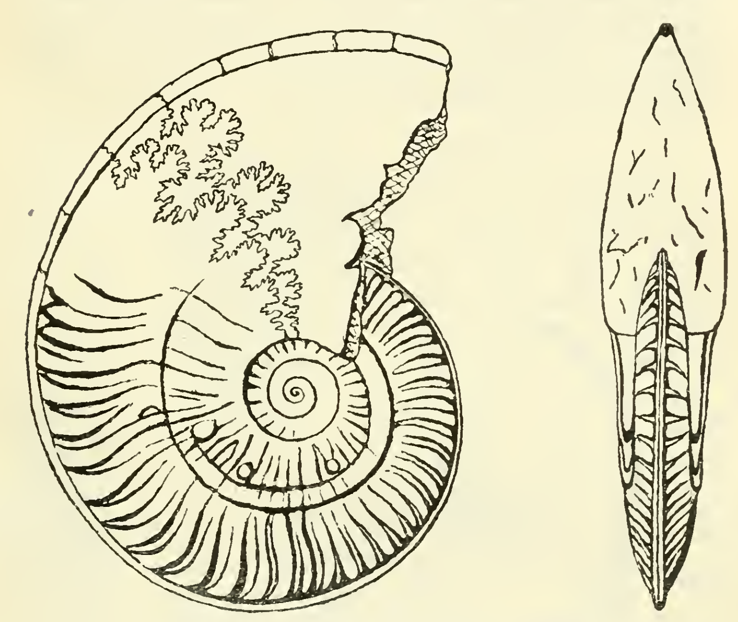


Fig. 1. — OXYCERITES DIVENSIS, sp. nov.
Oxfordien inférieur des Vaches-Noires (Calvados). Coll. pal. de l'Univ. de Strasbourg. Gr. nat.

compliqués que dans l'espèce du Jura. Comme il s'agit de mutations successives, je pense qu'il est bon de maintenir les deux espèces. P. de Loriol, Oxford. inf. Jura bernois (Mém. soc. pal. suisse, vol. XXV, 4°, Genève 1898), p. 11-14, pl. I, f. 7-13, a représenté pour la première fois OXYCERITES HERSILIA d'Orb. *(Am.)* en plésiotypes de plusieurs localités du Jura bernois (Graitery, Châtillon, etc.), tout en l'attribuant au genre *Harpoceras*. Cette attribution n'est actuellement plus admissible, non plus que la détermination d'*Oppelia*, qui n'a du reste

jamais été faite, mais que pourraient logiquement prendre tous les auteurs qui ont attribué son ancêtre *Ox. aspidoides* au genre *Oppelia*. L'ombilic d'*Ox. Hersilia* est assez variable, les adultes l'on relativement plus fermé que les jeunes et les côtes présentent aussi des différences avec l'âge. Il y a une variété plus lisse, à laquelle appartient l'exemplaire que nous figurons ici, et sur laquelle les côtes principales sont presque effacées sur la moitié interne des flancs. D'autres variétés laissent voir des renflements irréguliers sur ces côtes. Les jeunes ont des côtes falciformes assez régulièrement biplices.

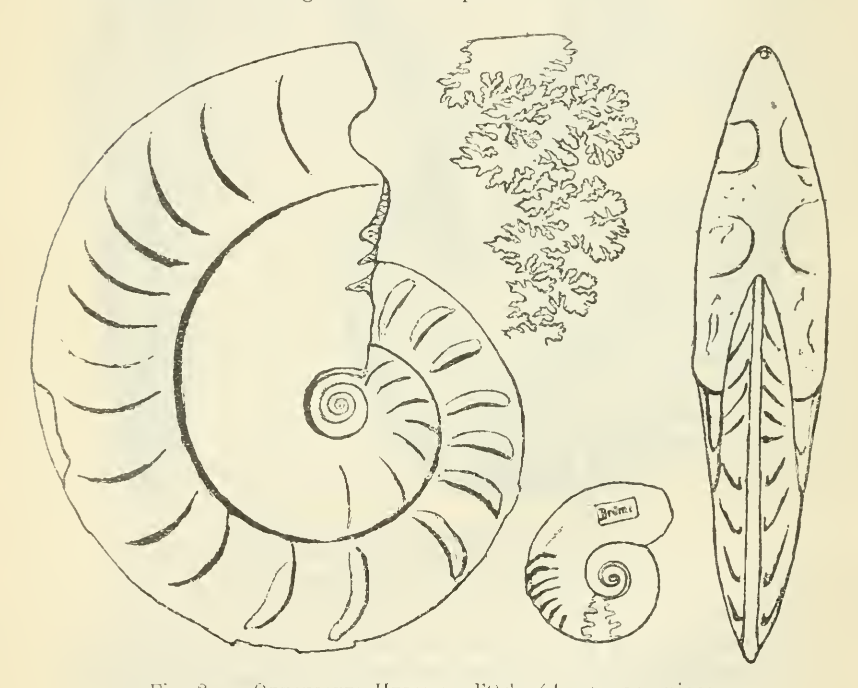


Fig. 2. — OXYCERITES HERSILIA d'Orb. *(Am.)*, var. mince, Oxfordien moyen du Graitery (Jura bernois). Musée de Soleure.
Fig. 3. — *Œcotraustes Kobyi* de Lor.
Oxford. moy. du Puits-de-la-Brême p. Ormans (Doubs). Coll. Rollier au Musée Schwab à Bienne. Gr. nat.

J'attribue à *Ox. Hersilia* les petites formes qui seules ont avec elle quelque ressemblance générique et qui l'accompagnent dans ses gisements du Jura, elles ont été appelées Œco-

TRAUSTES KOBYI par P. de Loriol *(loc. cit.)*. Ces petites coquilles montrent des oreillettes (apophyses jugales ou jugulaires) quand la bouche est complète; elles sont fortement carénées en dehors de la loge ou chambre d'habitation et genouillées à la naissance de la loge. Les côtes sont assez variables, obtuses, comme chez *Ox. Hersilia*, mais rarement divisées, manquant sur une grande partie de la coquille (loge) et presque toujours sur la moitié interne des flancs. Ces formes n'ont de ressemblance qu'avec de jeunes *Ox. Hersilia*, et par analogie avec ce qu'on observe dans d'autres genres d'Ammonoïdes, je les prends pour des mâles d'*Oxycerites Hersilia*. Les oreillettes, languettes, apophyses, jugales, etc., servaient probablement dans l'acte de la génération. Voir aussi l'*Am. opalinus* avec et sans languettes dans Quenstedt, Ammon. Schwäb. Jura, t. LV, f. 1, f. 10, et les espèces voisines (f. 16, mâle de *L. mactra* Dum.), puis le même dimorphisme dans les autres genres carénés. *Ludwigia*, etc., et dans les non carénés, *Cœloceras*, *Perisphinctes*, etc., bien représentés sous ce rapport dans l'Atlas de Quenstedt.

Les *Œcotraustes*, les *Creniceras*, les *lingulati* et quelques petits groupes à languettes moins bien étudiés, sont probablement tous des Ammonoïdes du sexe masculin. Je me garderai donc bien de proposer un nom de genre pour les *lingulati* qui rentrent pour la plupart dans les différentes espèces d'*Ochetoceras*. Voir aussi le mâle d'*Ochetoceras fuscum* dans Quenst. Amm., t. LXXV, f. 13, d'Œschingen.

Le genre *Trimarginites* présente aussi de petites formes à oreillettes qu'on peut rapporter à des espèces de grande taille sans oreillettes. Par exemple *Am. stenorhynchus* Opp. se rapporte à *Trim. Arolicus* Opp. *(Am.)*, tous deux également fréquents dans l'Argovien inférieur du Jura, du Poitou, etc. *Trim. trimarginatus* Opp. *(Am.)* est une mutation plus récente du Randénien du Wurtemberg, qui ne doit pas être confondue avec *T. Arolicus*, comme l'a proposé M. Wepfer. *Am. subclausus* Opp. est le mâle d'*Ochetoceras canaliculatum* v. Buch *(Am.)*, tous deux de l'Argovien inférieur. C'est le nom du mâle qui doit disparaître, comme étant plus récent que l'autre. Une forme analogue, décrite par P. de Loriol (Oxford. sup. Jura bernois, Suppl. (1901), pl. 1, f. 6) sous le faux nom d'*Oppelia*

subclausa, est probablement le mâle d'*Ochetoceras Henrici* d'Orb. *(Am.)* du même niveau. C'est pour cette espèce figurée dans son mémoire de 1911, S. 52, T. III, F. 9 du Terrain à Chailles à *Pholadomya ventricosa* de la Métairie-rière-Château, dans la chaîne de Vellerat, et qu'il croit nouvelle, que M. Wepfer propose le nom bien inutile d'*Oppelia trimarginata costata*, tandis qu'il cite à peine *Am. Henrici* (S. 40) dans les Marnes du Brauner Jura zêta comme précurseur de l'*Am. canaliculatus*. Cet *Ochetoceras* du Br. Jura zêta, qui est un précurseur l'*O. Henrici*, reçoit d'autre part le nom d'*Am. fuscus trimarginatus*. Voilà bien de la confusion systématique. P. de Loriol a, de son côté, figuré *O. Henrici* sous le faux nom d'*Harpoceras Arolicum* en 1896, Oxf. sup. Jura bernois, p. 16-17, pl. 3, f. 3, de l'Oxfordien supérieur de Liesberg, pour prouver que des Ammonoïdes de Birmensdorf se retrouvent dans le Terrain à Chailles ! J'ai de Liesberg un bel échantillon de la même espèce qui montre le sillon médian des flancs distinctement, mais pas aussi prononcé que dans l'exemplaire de la Métairie. Il ne faut pas oublier que l'état de conservation des fossiles de Liesberg laisse souvent à désirer, comme c'est précisément le cas de l'exemplaire figuré par P. de Loriol.

Je connais aussi une forme lingulée qui correspond à Ludwigia Delimontana Opp. (*Am.*) em, mais elle diffère peu des coquilles sans languettes, c'est pourquoi on n'arrive que rarement à distinguer les deux sexes dans ce genre-là. (Voir fig. 4). Je crois que c'est la forme mâle, à côtes moins nombreuses et ombilic plus ouvert, qui a d'abord été décrite par Oppel en 1863 sous le nom d'*Am. Delmontanus*, tandis que la forme à tours plus embrassants et ornementation plus fine a été nommée *Am. Rauracus* par Mayer, Jour. conchyl. 1865. C'est ce dernier nom qui doit passer en synonymie. Je pense qu'il s'agit ici de la forme femelle, sans oreillettes, arrivant à une taille supérieure à la première. J'ai des exemplaires de l'Oxfordien supérieur ferrugineux de Herznach (Argovie), de 72 mm. de diamètre qui n'ont pas malheureusement la loge entière. Toutes les deux formes sont en tout cas des *Ludwigia* avec deux sillons siphonaux, comme il y en a déjà dans le Dogger, par exemple *Ludwigia complanatoides* Quenst. *(Am.)*. Je leur attri-

bue de même ce que M[lle] de Tsytovitch, Hecticoc. de Chézery (Mém. Soc. pal. suisse, vol. 37, 1911, p. 34-36, pl. 2, fig. 1), décrit et figure du Callovien supérieur de Chézery, sous le nom de *Hecticoceras bipartitum,* qui ne correspond pas trop bien à la *Bonarellia bipartita* v. Ziet. (*Am.*). mais qui pourrait former un passage polyphylétique des *Hecticoceras* aux *Bonarellia*. *Bonarellia Baugieri* d'Orb. (*Am.*) va de même rejoindre en un ou deux couples la *B. bipartita* et la *B. bicostata* Stahl (*Am.*) dans les Marnes à *Cosmoceras ornatum* de la base de l'Oxfordien.



Fig. 4. — Ludwigia Delimontana Opp. (*Am.*) em. Roll. Forme mâle. Oxfordien supérieur à *Cardioc. vertebrale* du Fringeli (Jura soleur.). Coll. Gressly au Musée de Soleure. Gr. nat.

Dans les *Ludwigia*, le dimorphisme sexuel ne paraît pas être très prononcé. Et lorsqu'on n'a pas des exemplaires avec l'ouverture, il est impossible de séparer sûrement les sexes surtout parmi les jeunes. Dans les *Perisphinctes*, les *Cœloceras*, *Cosmoceras*, *Peltoceras*, etc., on connaît également de petites formes à jugulaires. Par contre les *Arietites, Amaltheus, Cardioceras, Schlœnbachia,* etc., avec leur corne prolongeant la quille, doi-

vent être peu différents ou peu dimorphes au point de vue sexuel. Voir la carène prolongée en éperon à l'ouverture dans *Arietites* (Reynès Ammon. pl. 15, f. 19), *Hildoceras* (Wright, Lias Amm., pl. 59-60), *Harpoceras* (Quenst., Schwäb. Amm., t. 43), *Amaltheus* Quenst., Schwäb. Amm., t. 40, f. 3-6. Quenst., Jura, t. 21, f. 1-3), *Quenstedticeras* (Quenst. Schwäb. Amm., t. 90 f. 1-2), *Cardioceras* (P. de Loriol, Oxf. sup. Jura lédon., pl. 2, f. 7, bouche du *Card. cordatum* d'Arc-sous-Montenot, Couches à *Phol. exaltata*). On voit déjà cette carène dans quelques petits *Styrites*. Cette structure de la coquille de ces genres carénés empêche de séparer *Cardioceras* et *Quenstedticeras* des *Amaltheus*. Une certaine ressemblance toute extérieure avec les *Cadoceras* ne se produit que dans quelques formes renflées de *Quenstedticeras*, ce qui a induit en erreur M. Nikitin (Elatma 1885) et M. Rob. Douvillé (Revue de Paléozool. 1910, p. 206-207). Les exemplaires avec une corne retroussée pourraient être anormaux (Buv. Atl., t. 31, f. 8). Dans les *Phylloceras, Lytoceras, Lissoceras,* etc., on ne saurait se baser sur autre chose que sur la différence d'épaisseur des coquilles, comme on sait maintenant que c'est le cas chez les Nautiles. Pourtant quelques *Phylloceras* (*P. Zignodianum* d'Orb. sp. = *P. mediterraneum* Neum.) présentent une ouverture munie de courtes oreillettes. (Voir Bull. Soc. géol. France, 1890, pl. 4).

De même les *Oppelia, Taramelliceras* et *Neumayriceras* n'ont probablement qu'un dimorphisme peu accentué, à moins qu'il ne faille trouver leurs mâles dans les *Creniceras,* comme l'a indiqué Munier-Chalmas. Mais les *Creniceras* n'accompagnent pas toujours, ni en assez grand nombre la légion de formes rapportées à ces trois genres. En outre les caractères de *Creniceras* sont si peu variés et si différents de ceux des trois genres en question, qu'il faut probablement chercher dans *Creniceras* même un dimorphisme sexuel, c'est-à-dire y découvrir des formes sans languettes, par exemple *C. Valbertense* P. de Lor., de l'Oxfordien supérieur du Jura bernois, *C. politum* Opp. (*Am.*), *C. lophotum* Opp. (*Am.*), *C. microdomus* Opp. (*Am.*) de l'Argovien et du Randénien. Ces espèces ont, il est vrai, une quille denticulée comme certains *Neumayriceras* sans nodosités périphériques, et si l'on ne se trouve pas en présence de formes

convergentes, on pourrait maintenir ainsi le genre *Creniceras*. Autrement il est impossible, pour le moment, d'arriver à un résultat certain. Ce cas pourrait être une exception et se reproduire ailleurs, mais je ne pense pas qu'en général le dimorphisme sexuel dépasse de beaucoup les caractères génériques quant à la forme et à l'ornementation des coquilles d'Ammonoïdes. Ces limites sont par contre probablement plus éloignées quand on considère la taille des sexes. Il est clair que chez tous les Céphalopodes, comme c'est bien le cas dans *Nautilus* et *Argonauta*, les mâles restent de taille inférieure à celle des femelles.

Pour ce qui concerne l'origine d'*Oxycerites* et ses relations avec les *Ochetoceras*, je ne reproduirai pas ici ce que j'en ai dit en 1909. M. Wepfer fait dériver comme moi les *Ochetoceras* (type *Am. canaliculatus*) de l'*Am. canaliculatus fuscus* Quenst. (1849), qui est devenu l'*Am. fuscus* Quenst. (1885). Une partie des types de Quenst. (1849) appartiennent à *Oxycerites*, notamment t. 8, f. 9, qui est un jeune *Ox. aspidoides*. De même en 1885. Est-ce cela qui engage M. Wepfer à abolir le genre *Ochetoceras* pour en revenir à l'*Am. canaliculatus* avec des adjonctions trinominales, à supprimer l'*Och. hispidum* Opp. *(Am.)*, l'*Och. hispidiforme* Font. *(Am.)*, l'*Och. semifalcatum* Opp. *(Am.)* et bien d'autres? Et tout cela ferait des *Oppelia*? Voilà certes, pour un jeune adepte de notre science, bien des propositions destructrices [1]. Puis il décrit une belle espèce nouvelle d'*Ochetoceras* (*loc. cit.,* S. 40-41, t. 3, f. 1,3) du Brauner Jura zêta (Callovien supérieur—Oxfordien inférieur) de Lautlingen, sous le nom inadmissible d'*Oppelia fusca trimarginata* Wepfer. Je

[1] Par contre je ne saurais voir où M. Wepfer a proposé de supprimer le genre *Oppelia*, comme le lui reproche M. François Favre, *loc. cit.*, p. 32. M. Wepfer veut au contraire, tout en se servant de plusieurs noms anciens d'Ammonoïdes fort différents et de ceux de la nomenclature de Quenstedt, les classer tous dans son genre *Oppelia* s. l., comme ont le voit par le titre et les planches de son mémoire. Mais il en fait dans le texte un chaos inextricable, puisqu'il emploie encore comme nom de genre *Ammonites* pour désigner ses principaux groupes. Puis il reproche à la méthode binominale généralement adoptée en géologie aussi bien qu'en zoologie et en botanique, d'embrouiller la nomenclature! Il ne peut s'en prendre qu'à lui-même.

propose de l'appeler OCHETOCERAS LAUTLINGENSE sp. nov. Elle est plus épaisse et plus fortement sculptée qu'*Och. Henrici* d'Orb *(Am.)*.

Il est pourtant une distinction importante que propose de faire M. Wepfer, c'est de ne pas confondre l'*Am. canaliculatus* v. Buch avec l'*Am. flexuosus canaliculatus* Quenst., qui est du Brauner Jura zêta, et non pas du Jurassique supérieur, comme le dit M. François Favre, Oppelia, p. 32.

Je ne comprends pas que M. Favre puisse reporter le type d'*Ochetoceras* sur cet *Am. flexuosus canaliculatus* qui est un *Taramelliceras* des mieux caractérisés. En outre il me fait dire que j'ai pris pour type d'*Ochetoceras* l'*Am. canaliculatus fuscus* Quenst., puis ce type d'*Ochetoceras* pour un jeune *Oxycerites*. Double erreur ou malentendu. Où donc M. Favre a-t-il lu que je fasse dévier le sens d'*Ochetoceras* Haug (1885) ? Est-ce parce que j'en ai séparé l'*Am. Gümbeli* Opp., l'*Am. argonautoides* Mayer pour les joindre à *Petitclercia* ? Là n'est pas la question. J'ai distingué (Fac. Dogger p. 305), ce que M. Favre ne sait pas ou ne veut pas faire, deux types dans l'*Am. canaliculatus fuscus* Quenst. (1849), un *Oxycerites* (t. 8, f. 9) qui se rapporte probablement au jeune d'*Ox. aspidoides* Opp. *(Am.)* et un *Ochetoceras* (t. 8, f. 7), qui est l' *Am. fuscus* Quenst. em. Roll. Or, après que j'ai établi qu'il y a au moins deux espèces dans l'*Amm. canaliculatus fuscus* Quenst., M. Favre vient déclarer que j'ai pris là le type d'*Ochetoceras* qui doit rentrer dans mes *Oxycerites*. La vérité est qu'il voudrait tout simplement faire rejeter mon nouveau genre pour mettre à sa place *Oppelia* et faire dévier *Ochetoceras* de son sens primitif et seul vrai. Je ne nie pas que dans les formes d'Œschingen les *Ochetoceras* et les *Oxycerites* se touchent de près et qu'on pourrait faire dériver ici *Ochetoceras* d'*Oxycerites*. Mais *Oppelia* n'a rien à y voir et les trois genres restent séparés au moins à partir du Bathonien.

Dans sa phrase : « Je propose de réserver le nom d'*Ochetoceras* au genre décrit par M. Haug qui prend comme type l'*Amm. flexuosus canaliculatus* Quenst., forme du Jurassique supérieur, » (*loc. cit.*, p. 32) il y a deux erreurs graves que je ne puis laisser passer sans protester. D'abord, la forme citée

n'est pas du tout du Jurassique supérieur, comme l'est le vrai type d'*Ochetoceras,* l'*Am. canaliculatus* v. Buch, duquel il n'est pas permis de faire dévier les *Ochetoceras*. En second lieu, M. Haug n'a pas du tout pris l'*Am. flexuosus canaliculatus* comme type de son genre *Ochetoceras*. Il dit bien (Harpoc. p. 696), qu'*Ochetoceras* lui paraît dériver des *Oppelia* par la voie d'*Am. flexuosus canaliculatus,* ce qui est certainement une erreur, puisqu'il y a des *Ochetoceras* plus anciens que ce *Taramelliceras*. Mais le proposer comme type des *Ochetoceras* c'est faire preuve d'une connaissance très imparfaite des Ammonoïdes jurassiques.

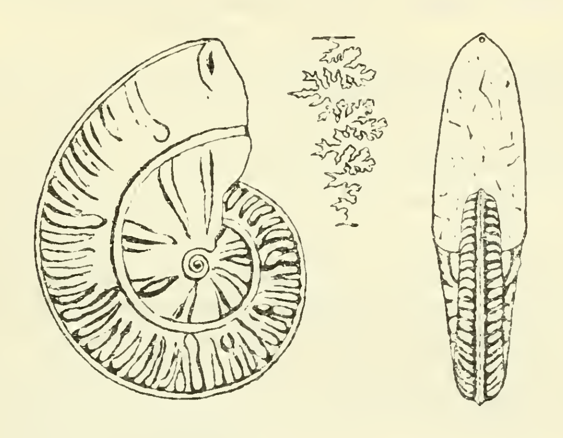


Fig. 5. — Taramelliceras canaliculatum, sp. nov. Oxfordien infér. à *Pelt. athleta* de Dives (Calv.) Coll. pal. Univ. Strasbourg. Gr. nat.

Je reproduis ici ce Taramelliceras canaliculatum sp. nov. qui doit être nommé autrement que dans la nomenclature trinominale de Quenstedt. Cet exemplaire provient de Dives-Villers (Calvados) du même niveau de l'Oxfordien inférieur que les Ornatenthone de Souabe. J'aurais pu proposer un nom spécifique tout nouveau, puisque tous les *Taramelliceras* sont canaliculés sur les flancs, mais cela n'empêche pas de conserver au type de ce dernier genre le qualificatif spécifique emprunté à Quenstedt, ni surtout de le confondre avec *Ochetoceras canaliculatum,* même au cas où ce dernier dériverait du genre *Oppe-*

lia. Personne, sauf M. Wepfer, ne confond plus *Ochetoceras* et *Oppelia* dans le même genre, ni ne place le premier en sous-genre de l'autre. Un *Ochetoceras canaliculatum* Favre 1911, qui n'est du reste que proposé, mais non pas imprimé tel quel par lui, est donc à rejeter d'emblée, comme étant synonyme de *Taramelliceras canaliculatum* Roll. 1909 et comme faisant double emploi avec le vrai *Ochetoceras canaliculatum* v. Buch (*Am.*) qui est tout autre chose.

Il faut bien se garder de réunir à *T. canaliculatum* le *T. Mayeri* P. de Lor. (*Oppelia*), de l'Oxfordien moyen du Jura, qui est bien plus fortement perlé à la périphérie et sur les flancs. Cette confusion a été proposée par M. Wepfer (*loc. cit.*, S. 62).

Les différences tirées de la structure des cloisons ne présentent pas des critères certains pour distinguer d'emblée les *Oxycerites*, les *Ochetoceras*, les *Oppelia* et genres subordonnés. On voit plutôt des différences de complication d'une espèce à une autre ainsi qu'aux mutations voisines. J'ai déjà dit ailleurs que pour être comparables les lobes doivent être dessinés de grandeur naturelle et pris à des diamètres à peu près égaux. J'ai même constaté dans des genres très éloignés, par exemple dans *Hoplites splendens* Sow. (*Am.*) de l'Albien, une grande ressemblance de la ligne suturale avec celle de nos *Oxycerites, Oppelia,* etc. Cela tient évidemment à ce que cette espèce de *Hoplites* prend une forme haute et aplatie, c'est-à-dire une ressemblance toute extérieure avec les Trachyostracés carénés du Jurassique, qui se traduit tout naturellement dans la forme des cloisons. Il en est de même dans les *Leopoldia* néocomiennes. Je renonce par conséquent à rechercher des caractères génériques différentiels dans les cloisons de nos Ammonoïdes, et ne puis pas attribuer de valeur générale à ceux proposés par Uhlig, Fauna of Spiti (Pal. Indica, sér. 15, vol. 4, gr. in-4°, Calcutta 1903), p. 38 et suiv. M. Wepfer (*loc. cit.*, p. 2, 40, etc.) a exprimé la même opinion. La sculpture de la coquille, la forme de la bouche et de la région siphonale fournissent bien les caractères les plus sûrs pour différencier les Ammonoïdes. Quelquefois, mais non pas toujours, on peut en trouver de bons également dans la ligne cloisonnaire.

Pour bien faire ressortir les différences sur lesquelles j'insiste dans ce travail, et pour bien fixer les genres et sous-genres que nous venons d'examiner, je proposerai le petit tableau analytique suivant pour les Harpocératides calloviens et oxfordiens:

1. Ombilic relativement étroit 2
   Ombilic relativement ouvert (peu ouvert dans *Trimarginites*). . 6
2. Quille non perlée ou non visiblement denticulée 3
   Quille perlée ou denticulée 5
3. Quille élevée, parfois coupante, sans sillons siphonaux, côtes périphériques toutes égales, un filet médian concentrique, *Oxycerites* Roll. 1909. Type: *O. aspidoïdes* Opp. (*Am.*).
   Quille élevée, avec sillons siphonaux, côtes périphériques toutes égales, un sillon médian des flancs. *Ochetoceras* Haug 1885. Type : *O. canaliculatum* v. Buch (*Am.*).
   Quille peu élevée ou même arrondie (*Alcidia*). 4
4. Pas de sillon médian. Côtes périphériques de deux sortes, les principales un peu renflées. *Oppelia* s. str. Type : *O. subradiata* Sow. (*Am.*).
   Pas de sillon médian. Côtes périphériques égales, peu nombreuses, parfois noueuses, les principales effacées vers l'ombilic. *Alcidia* Type : *A. subdiscus* d'Orb. (*Am.*).
   Un large sillon subpériphérique bordé par les nodosités des côtes. *Petitclercia* Roll. 1909. Type : *P. mirabilis* de Gross.
   Un sillon médian, côtes périphériques bipartites et noueuses ou épineuses à leur extrémité. *Bonarellia* Cosm. 1898. Type : *B bicostata* Stahl (*Am.*) syn. *B. bipartita* v. Ziet (*Am.*).
5. Quille perlée, un sillon médian, côtes périphériques généralement noueuses à leur extrémité siphonale. *Taramelliceras* Roll. 1909. Type : *T. canaliculatum* Roll.
   Quille perlée, pas de sillon médian, côtes périphériques souvent noueuses à leur extrémité siphonale, ainsi que les côtes principales, qui le sont souvent en outre au milieu des flancs. *Neumayriceras* Del Camp. 1904 em. Roll. Type: *N. flexuosum* v. Buch (*Am*).
   Quille finement ou très finement denticulée, quelquefois visiblement, un fort sillon médian des flancs. *Ochetoceras* Haug 1885. Type : *O. canaliculatum* v. Buch. (*Am.*).
   Quille finement denticulée. Flancs aplatis, côtes principales noueuses en deux rangées concentriques. *Streblites* Hyatt 1868. Type : *S. tenuilobatus* Opp. (*Am.*).
6. Côtes fortes régulièrement divisées, non noueuses, non effacées près de l'ombilic, parfois deux sillons siphonaux. *Ludwigia* Bayle 1878. Types: *L. Murchisonæ* Sow. (*Am.*), *L. pseudopunctata* Lah. (*Harp.*).

Côtes fortes, noueuses à l'ombilic et à la périphérie des flancs, quelquefois un sillon au milieu des flancs. *Hecticoceras* Paron. et Bonar. 1895. Type : *H. hecticum* Rein (*Naut.*).

Côtes fortes, non noueuses à la périphérie, de plus effacées à l'ombilic, sans sillon médian. *Lunuloceras* Paron. et Bonar. 1895. Type : *L. lunula* Rein (*Naut.*).

Côtes faibles, souvent presque effacées sur toute la coquille fortement aplatie ; le siphon est accompagné de deux sillons ou de trois carènes. *Trimarginites* Roll. 1909. Types : *T. Arolicus* Op. (*Am.*), *T. Eucharis* d'Orb. (*Am.*).

Si le genre *Creniceras* Mun.-Chalm. 1892 peut être maintenu dans le sens que nous avons laissé entrevoir ci-dessus, il comprendra les espèces plates de *Neumayriceras*, dans lesquelles les côtes périphériques ne sont pas noueuses du tout. Types : *C. Valbertense* de Lor., *C. Pichleri* Opp. *(Am.)*, etc. Quant aux *Œcotraustes* Waagen 1869, je propose de les répartir dans les différents genres ci-dessus, auxquels ils appartiennent comme petits mâles *Oxycerites*, etc. Il en est de même des *Haploceras* p. p , c'est-à-dire ceux qu'on a retranchés des *lingulati*. Le mâle d'*Ox. Divensis* devra se trouver dans l'Oxfordien inférieur de Dives. Il est peut-être déjà figuré par d'Orbigny. Céphal. jur., pl. 158, f, 3, confondu avec l'*Am. bipartitus,* ce que Mayer, Journ. Conch. 1865, p. 322, a déjà relevé, en l'attribuant à son *Am. conjungens,* qui est probablement différent.

Pour les *Oppelia* à quille obtuse et côtes périphériques peu nombreuses qui peuvent devenir noueuses (*O. flector* Waagen), je crois bien faire de proposer le sous-genre ALCIDIA avec les espèces suivantes : *A. subdiscus* d'Orb. (*Am.*), *A. obsoleta* Roll. (*Oxyc.*), *A. flector* Waagen (*Oppelia*), *A. superba* Waag. (*Opp.*), *A. Mariorœ* Pop.-Hatz. (*Opp.*), *A. Strombecki* Opp. (*Am.*) [1],

[1] Je ne saurais accepter l'opinion de M. Wepfer qui rejette cette espèce et jusqu'au nom spécifique de l'*Am. tenuilobatus* Opp. pour le remplacer par l'*Am. pictus costatus* Quenst., qui, bien qu'étant plus ancien (1849), ne saurait annuler la proposition d'Oppel comme étant injustifiée. La méthode trinominale a été rejetée comme étant contraire à toutes les règles et incompatible avec la nomenclature binominale, d'un usage général en histoire naturelle. On ne saurait bouleverser complétement toutes les déterminations binominales pour reprendre des appellations par trop compliquées et condamnées depuis longtemps. Il est également illicite de remplacer les noms de Quenstedt comme le fait

A. inconspicua P. de Lor. (*Opp.*). Cette dernière surtout, avec la première, et l'une ou l'autre des espèces à nodosités (*A. flector)* sont trois types différents, mais bien apparentés. *A. subdiscus* montre des relations avec les *Oxycerites*, plutôt qu'avec les *Oppelia* s. str. La principale différence avec *Oxycerites* se remarque dans l'effacement de la quille à tout âge et la présence de nodosités périphériques dans les espèces renflées. De *Neumayriceras*, les *Alcidia* diffèrent par l'absence de quille perlée et de côtes principales noueuses ; ces côtes tendent à s'effacer vers l'ombilic. Les mâles de ce groupe doivent être cherchés dans des formes peu renflées, analogues à ceux des *Oxycerites*, par exemple dans *Œcotr. conjungens* Waagen (non = *Am. conjungens* Mayer). Cette dernière espèce de Mayer doit être nommée autrement ou plutôt rapportée à une *Alcidia* femelle déjà décrite. Faut-il aussi rapporter à ce genre l'*Amm. spinescens* Mayer, du Callovien moyen à *Macr. macrocephalus* d'Ehningen (Wurt.), bien qu'elle soit le type d'un groupe de formes plus aplaties, ou forme-t-elle la souche des *Bonarellia*? Les deux opinions peuvent être défendues et peut-être adoptées toutes les deux.

Les caractères différentiels mentionnés ci-dessus ont été relevés uniquement sur des coquilles qui présentent leur stade de plus belle ornementation, à l'exclusion de la loge de l'adulte qui est presque toujours lisse ou peu ornée, et à l'exclusion également des échantillons trop jeunes qui ne montrent pas distinctement ce qu'ils doivent devenir. C'est pour avoir pris des *Oppelia* adultes de Bayeux que M. Favre a cru pouvoir leur appliquer ma définition d'*Oxycerites*. Il reproduit du reste incomplètement cette dernière, parce que je ne l'ai pas donnée sous forme de diagnose, mais en insistant plutôt et à plusieurs reprises sur les différences avec les genres voisins. (Fac. Dogger, p. 283, p. 303-304). En appliquant les caractères différentiels énoncés ci-dessus aux échantillons figurés par M. Favre, on voit que toute sa planche représente des variétés de l'*Op. subradiata* de Bayeux, sauf les fig. 5 et 6 qui proviennent

M. Wepfer, par exemple l'*Am. flexuosus auritus* Quenst. par le nom nouveau d'*Oppelia flexuosa aurita* qui n'indique pas même s'il s'agit d'une espèce ou d'une variété.

d'Œschingen en Wurtemberg. Fig. 5 est un jeune *Oxycerites aspidoides* et non pas une *Oppelia fusca*. Fig. 6 est par contre un jeune *Ochetoceras fuscum* qu'il désigne à tort sous le nom d'*Oppelia*. Je ne vois dans sa fig. 7 qu'une *Oppelia subradiata* typique, que je possède identique de Bayeux, et non pas une *Oppelia aspidoides*, var. *Bajociensis* Fr. Favre, qui est inadmissible. Cette forme n'a rien à voir avec *Ox. aspidoides*, puisqu'on voit très bien ses côtes périphériques principales et secondaires alterner régulièrement de 5 en 5 ou de 4 en 4. comme dans les types de Sowerby et d'A. d'Orbigny, tandis que sa fig. 1 est une variété d'*Oppelia subradiata* à côtes périphériques secondaires moins nombreuses, de 1 à 2 entre les principales. Nommer des variétés suivant des noms géographiques et vouloir les distinguer toutes, c'est à mon sens une impossibilité et certainement peine perdue.

Le travail de M. Favre ne m'a pas du tout convaincu que les *Oxycerites* dérivent d'*Oppelia subradiata*, bien que les deux genres puissent avoir des relations, mais plus éloignées. Je ne saurais ranger dans les *Oppelia* les formes à quille arrondie du Cap. St-Vigilio, les *O. gracililobata* Vac. *O. subplicatella* Vac., ni l'*O. præradiata* Douv., dont le genre est encore à proposer. Je crois qu'elles forment la souche d'*Alcidia* et qu'elles peuvent rentrer provisoirement dans ce genre. Par contre l'*Ox. subaspidoides* Vac. *(Oppelia)*, de l'Aalénien de St-Vigilio, pourrait bien relier les *Oxycerites* aux *Oxynoticeras*, aussi bien que les *Hyperlioceras* peuvent le faire aux *Harpoceras* du Lias supérieur. Ces questions ne se laissent pas résoudre par quelques jalons plus ou moins rapprochés. Quant aux *Oppelia* s. st., j'ai admis jusqu'ici qu'elles pourraient provenir des formes de *Ludwigia* à petit ombilic comme l'*Harpoceras klimakomphalum* Vac., etc., de l'Aalénien. Mais il y a dans le Lias moyen les *Am. Buvignieri* d'Orb. et *Am. Oppeli* Schlönb. qui paraissent être encore plus rapprochées des *Oppelia*, de sorte qu'on peut les classer dans ce genre. Puis, d'ici aux *Oxynoticeras* la distance ne semble pas grande.

Une *Ludwigia* à petit ombilic, très rare dans l'Oxfordien moyen du Jura, mérite d'être publiée et retrouvée comme exemple de longévité de certains groupes qu'on croyait disparus

depuis longtemps. Je l'appelle LUDWIGIA DEPERDITA sp. nov. Elle s'est retrouvée au Boulois près Damprichard (Doubs) en un très grand exemplaire de 128 mm. de diamètre, sans loge (Coll. Carteron au Musée de Montbéliard). Je la fais figurer ici d'après la photographie d'un bel exemplaire de Châtillon p. Delémont (mon ancienne collection au Musée de Bienne). L'original a été perdu ou volé, avec un joli *Peltoceras athletoides* de la même localité, comme échantillon postal entre Bienne et Zu-

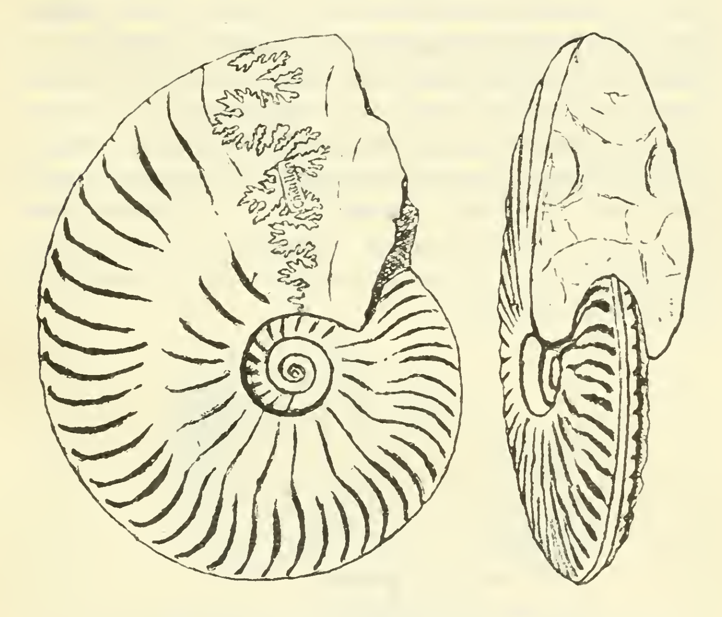


Fig. 6. — LUDWIGIA DEPERDITA, sp. nov.
Oxfordien moyen pyriteux de Châtillon (Jura bern.). Collection Rollier.
Musée de Bienne. Gr. nat.

rich, il y déjà plusieurs années (1905). En le signalant aux collectionneurs, on peut espérer qu'il finira bien par se retrouver. On voit les côtes simplement bi- ou trifurquées au milieu des flancs, sans canal ni aucune nodosité. C'est bien une *Ludwigia,* comme *L. klimakomphala* Vac. *(Harp.), L. Langi* Mayer *(Am.)* et d'autres formes à petit ombilic, d'où l'on peut faire théoriquement dériver les *Oppelia.* Le niveau stratigraphique est absolument certain, j'ai trouvé moi-même l'holotype ici repré-

senté, en juillet 1876, durant ma première excursion géologique à Châtillon avec mon professeur M. Koby de Porrentruy. Il est formé de deux fragments rapportés, avec un flanc recouvert d'une incrustation de pyrite de fer, et l'autre dégagé, montrant la ligne des cloisons que j'ai peinte en blanc. C'est du reste un moule pyriteux sans la chambre d'habitation. Parmi toutes les collections de fossiles oxfordiens que j'ai visitées, je n'ai jamais vu d'autres exemplaires que les deux sus-mentionnés.

Il y a cependant des *Ludwigia* typiques, à grand ombilic, dans tout le Dogger jusque dans l'Oxfordien infériuer, par exemple *L. pseudopunctata* Lah. *(Harpoc.)*, qu'on cite bien souvent, mais à tort, sous la nomination générique d'*Hecticoceras*. Il lui manque les nodosités périphériques caractéristiques des *Hecticoceras*, et les côtes principales sont un peu noueuses avant leur bifurcation, comme dans *L. Rossiensis* Teiss. *(Harp.)* et formes voisines très variables. Ce n'est par conséquent pas non plus un *Lunuloceras* puisque ce genre est tout à fait lisse vers l'ombilic.

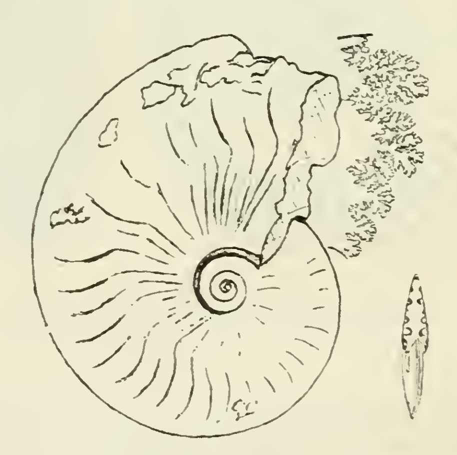


Fig. 7-9. — Oxycerites Fromenteli, Coquand (*Am.*).
Oxfordien moyen-sup. de Trepot (Doubs).
Coll. Rollier, Musée de Bienne. Gr. nat., de 3 ex. différents.

Les *Ludwigia* de l'Oxfordien moyen donnent naissance à des formes hautes et peu renflées, comme *L. Bonarellii* de Lor. *(Hectic.)*, qui finissent par prendre deux sillons siphonaux ou

trois carènes. C'est ici qu'il faut chercher la souche des *Trimarginites.* J'appelle TRIMARGINITES VILLERSI, sp. nov., cette première forme représentée ici de l'Oxfordien moyen-supér. de Villers-sous-Montrond (Doubs), où elle est commune au milieu des marnières en compagnie de *Peltoceras Choffati* de Lor. On l'a prise pour l'*Am. Eucharis* d'Orb. et pour l'*Am. trimarginatus* Opp., qui tous deux sont des *Trimarginites* de l'Argovien supérieur et plus haut. La coupe en biseau obtus, ou déjà nettement tricarénée de la région siphonale, empêche de rapprocher *T. Villersi* d'*Oxycerites Villersensis* d'Orb. *(Am.)* de l'Oxfordien inférieur de Villers-sur-Mer, bien décrit avec figure dans la Pal. universalis, pl. 53 (1904) et figuré aussi dans la Feuille des Jeunes Natural., n° 367, pl. 10, fig. 4 (1901). La ligne cloisonnaire est remarquablement compliquée et bien différente de celle d'*Ox. Villersensis.*

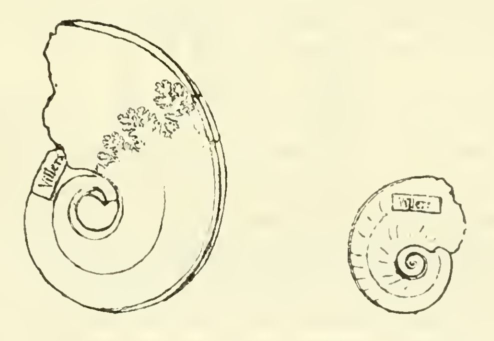


Fig. 10-11. — TRIMARGINITES VILLERSI, sp. nov.
Oxfordien moyen pyriteux de Villers-sous-Montrond (Doubs).
Coll. Rollier, Musée de Bienne. Gr. nat., 2 exempl.

Sous ce rapport, il est encore plus remarquable de considérer la ligne structurale très compliquée d'OXYCERITES FROMENTELI Coq. *(Am.)* qui se rapproche beaucoup de celle des *Streblites,* alors que l'ornementation de la coquille rappelle plutôt les *Oxynoticeras.* Voir Quenst., Amm. (1885), t. 22, f. 28-29, du Lias bêta. J'ai déjà dit ailleurs que M. Petitclerc a eu raison de réhabiliter cette espèce que P. de Loriol, Oxford. inf. Jura lédonien (1900), pl. 3, fig. 2, a décrite et figurée sous le faux

nom d'*Harpoceras Eucharis* (non d'Orb.). C'est bien un *Oxycerites,* à quille très aiguë, non tricarénée, mais ses ornements sont si faibles, ses côtes falciformes si peu saillantes, que sur des moules intérieurs pyriteux on croit avoir affaire à un disque lisse comme celui de *Trim. Eucharis.* d'Orb. *(Am.).* Mais on trouve dans l'Oxfordien supérieur de Trepot, Tarcenay, Villers (Doubs) des exemplaires à test ocreux qui montrent une ornementation d'*Oxynoticeras,* voisine du reste de celle d'*Oxycerites Villersensis* d'Orb. *(Am.),* de l'Oxfordien inférieur. Entre *Ox. Villersensis* et *Ox. Fromenteli,* deux espèces voisines ou mutations successives, la ligne cloisonnaire est très différente. Cela montre combien les classifications basées uniquement sur les lobes éloignent les formes les plus rapprochées ou inversément, et que ces caractères ne sont pas plus utilisables que ceux tirés de l'ornementation et de la forme générale des tests, quand on veut les appliquer les uns à l'exclusion des autres.

Parmi les formes rapportées au genre *Oppelia,* P. de Loriol, Oxford. inf. Jura bernois (1898), p. 64, pl. 4, fig. 24, a décrit et figuré une espèce dont le moule pyriteux lisse se rencontre quelquefois dans les différents gisements de l'Oxfordien moyen et supérieur du Jura (Châtillon p. Delémont, Châtillon-sur-l'Ain, Pâturatte p. Tramelan, etc.). C'est l'*Oppelia Rollieri* P. de Loriol (1898). Dans son mémoire sur l'Oxfordien supérieur et moyen du Jura lédonien (1902), p. 35, le même auteur a réuni cette espèce à *Haploceras Erato* d'Orb. *(Am.),* qui est différent. Il s'agit du reste d'espèces successives de *Lissoceras* qui se remplacent comme suit dans les différents étages du Dogger et du Malm. *Lissoceras oolithicum* d'Orb. *(Am.),* du Bajocien de Bayeux, *L. psilodiscus* Seebach *(Am.),* du Bathonien d'Eimen (Brunsvic), *L. ferrifex* Zittel i. f. Kudernatsch *(Am. Erato,* non d'Orb.), du Dogger supérieur de Swinitza (Banat), *L. Voultense* Opp. *(Am.),* du Callovien à *Macr. macrocephalus* de La Voulte (Ardèche), *L. Rollieri* de Lor. (*Oppelia),* de l'Oxfordien moyen et supérieur du Jura bernois, *L. Erato* d'Orb. *(Am.),* de l'Argovien d'une localité non spécifiée (Ardèche, Var, Indre, Deux-Sèvres, etc.). Comme ces trois dernières espèces ont été souvent confondues, il est bon d'indiquer ici brièvement les différences qui les séparent. *L. Voultense* (Opp.)

sp. nov., n'a jamais été figuré, mais nettement signalé par Oppel, Ardèche-Dep. (1865), S. 319, comme provenant des Couches à rognons noirs et *Macr. macrocephalus* des ravins de la Viau p. La Voulte (Ardèche). Je puis donner ici l'esquisse d'un plésiotype de la collection Gevrey à l'Université de Grenoble, Fig. 12. Oppel a indiqué les différences qui séparent son espèce de *L. Erato* d'Orb. sp. Je ne puis que les confirmer, elle est plus épaisse vers l'ombilic, la coupe des tours de forme ogivale. La hauteur des tours est dans le rapport de 0,4, l'ombilic dans le rapport de 0,23-0,25 au diamètre, dans les trois dernières espèces citées. Et pourtant la forme de l'ouverture diffère. *L. Voultense* est la forme la plus épaisse des trois. Epaisseur relative 0,3 vers l'ombilic. *L. Rollieri* n'a que 0,26

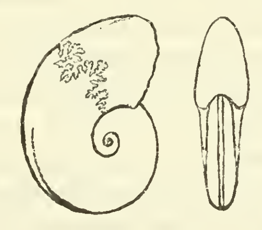


Fig. 12. — Lissoceras Voultense (Opp.). sp. nov. Callovien moyen à *Macroc. macrocephalus* des Ravins de la Viau p. La Voulte (Ardèche). Coll. Gevrey à l'Univ. de Grenoble. Moule phosphaté noir. vu obliquement de flanc et de face. Gr. nat.

d'épaisseur relative avec une ligne cloisonnaire beaucoup plus compliquée que dans *L. Voultense*. *L. Erato* est assez variable en épaisseur (de 0,22 à 0,3), mais les flancs sont presque parallèles, c'est-à-dire que la section n'est pas ogivale comme dans les deux mutations précédentes. Le recouvrement des tours est aussi un peu plus fort, la ligne cloisonnaire est encore plus compliquée que dans *L. Rollieri*. Je crois donc, à l'encontre de P. de Loriol, Oxford. sup. et moyen Jura lédonien (1902), p. 35, qu'on doit maintenir ces espèces. Les exemplaires pyriteux de *L. Rollieri* sont quelquefois munis d'un test ocreux, oxydé. On y remarque très bien des stries et des côtes falciformes obso-

lètes qui peuvent du reste exister aussi dans d'autres espèces, par exemple dans *L. oolithicum* de Bayeux. Ces côtes falciformes produisent même de faibles impressions sur le moule de cette dernière espèce (Coll. pal. man. Polyt. féd., e. 3141).

Un *Lissoceras* pyriteux a été figuré avec des côtes obsolètes par F.-V. Raspail, Hist. nat. des Ammon. (in-8°, Paris, 1842), p. 41, pl. 14, f. 45, pl. 17, f. 6, sous le nom d'*Amm. lævissimus,* de Mende (Lozère), avec d'autres espèces pyriteuses de différents niveaux du Lias et du Dogger de cette localité. Or, comme il est impossible de savoir par la trop courte description et la ligne usée des cloisons, de quelle espèce il peut être question, il faut laisser tomber ce nom de *lævissimus,* qui est du reste en contradiction avec la figure de Raspail et s'applique à plusieurs espèces de *Lissoceras.* Peut-être est-ce un jeune de *L. Voultense;* il faudrait, pour en être sûr, retrouver des plésiotypes à Mende. Mais il y aurait d'autres espèces à réintégrer dans ce travail de Raspail, qui s'est malheureusement servi d'une nomenclature trinominale antérieurement à Quenstedt, mais dans un sens spécifique à peine différent. C'est-à-dire que c'est le troisième nom qui est le nom spécifique, le deuxième, qu'il déclare facultatif, indiquant des relations systématiques généralement fausses. Raspail ne respecte pas davantage la loi de priorité. Il fait aussi une singulière application de la déformation mécanique des fossiles pour établir la parenté de ses espèces.

En résumé, *Oxycerites* est bien différent des vraies *Oppelia* et c'est dans *Oxycerites* qu'il faut chercher l'origine des plus anciens *Ochetoceras* (Bathonien). Je ne saurais admettre qu'*Oxycerites* ait des relations directes avec *Oppelia subradiata,* qui pourrait dériver d'Ammonoïdes liasiques plutôt que d'avoir des relations hypothétiques avec les *Ludwigia* à petit ombilic de l'Aalénien. *Oxycerites* existe déjà dans l'Aalénien et pourrait avoir des relations soit avec *Hyperlioceras,* soit plutôt par *Hudlestonia* avec les *Oxynoticeras.*

Mais, dans ce domaine, on ne peut qu'établir des relations théoriques plus ou moins sûres, suivant les matériaux que l'on a rassemblés jusqu'à ce jour. Il nous manque encore beaucoup de « passages ». La pratique et les théories phylogéniques doivent autant que possible marcher d'accord. Or comme l'on

admet aujourd'hui que certains groupes peuvent être polyphylétiques ou cryptogènes, la pratique doit l'emporter sur la théorie dans l'établissement des groupes génériques ou sous-génériques. Les grands genres *(s. l.)* sont pour la plupart des types de familles.

Les petites formes à languettes (oreillettes, jugulaires), à loge plus ou moins genouillée *Œcotraustes, Creniceras, lingulati),* à ornementation plus simple, ligne cloisonnaire moins compliquée que celle des formes sans languettes, doivent être attribuées à un dimorphisme sexuel des Ammonoïdes, comme il existe du reste dans *Nautilus* et *Argonauta,* puisque ces petites formes se retrouvent dans un grand nombre de genres fort différents, aussi bien dans les Trachyostracés carénés que dans les non carénés.

Enfin, après avoir donné sous forme de tableau analytique les caractères différentiels des genres passés en revue dans ce travail, il me reste encore à les grouper par familles, ce qui, pour quelques-uns n'est pas sans importance. Je crois cependant que la distinction des familles, sous-familles, etc. est ce qu'il y a de plus artificiel dans le système des règnes de la nature. Chaque manuel nouveau en donne un étalage différent de ceux qui l'ont précédé, tandis que les petits genres, sous-genres ou sections, qu'on peut prendre indifféremment les uns pour les autres, sont d'autant plus stables qu'ils sont mieux délimités. Les grands genres (*s. l.* ou familles) ne servent guère qu'a l'orientation générale. En somme, ce sont les petits groupes bien définis qui sont le moins discutables. Nous ne pouvons donc attribuer aucune valeur pratique aux *Harpoceras s. l.*, *Oppelia s. l.,* etc. qui sont synonymes d'Harpocératides, Oppélides, etc.

Voici maintenant comme nous pouvons grouper les genres définis ci-dessus :

Harpocératides	*Ludwigia* *Lunuloceras* *Hecticoceras* *Ochetoceras p. p.* *Trimarginites*

Oppélides
- *Bonarellia*
- *Oppelia*
- *Petitclercia*
- *Oxycerites*
- *Alcidia*
- *Ochetoceras p. p.*
- *Streblites*
- *Neumayriceras*
- *Taramelliceras*

Ochetoceras est polyphylétique, comme nous l'avons vu dans ses relations avec les *Hecticoceras*, mais les plus anciennes espèces se relient aux *Oxycerites*. Ce n'est pas l'un des genres les moins remarquables de nos Ammonoïdes.

OBSERVATIONS METÉOROLOGIQUES

FAITES AUX

FORTIFICATIONS DE SAINT-MAURICE

PENDANT L'ANNÉE 1911

RÉSUMÉ ANNUEL

PAR

Raoul GAUTIER
Directeur de l'Observatoire de Genève

ET

Henri DUAIME

(Suite [1])

IV. *Humidité de l'air.*

Les *tableaux XI* et *XII* fournissent, pour Savatan et Dailly et pour les treize mois, les saisons et l'année : d'abord les valeurs moyennes de la fraction de saturation aux heures des trois observations diurnes, puis la valeur de la *fraction de saturation moyenne*, enfin les minima et les maxima absolus. Lorsque le maximum correspond à la *saturation* complète, le nombre des cas de saturation est indiqué. Une dernière colonne fournit, par symétrie avec les tableaux analogues des résumés pour Genève et le Grand Saint-Bernard, la *fréquence relative de la saturation.*

La fraction de saturation est, en 1911 comme en général, sensiblement plus faible en moyenne à Dailly qu'à Savatan.

La variation annuelle est plus dissemblable entre les deux

[1] Voir *Archives,* janvier 1913, p. 64.

XI. Fraction de saturation en %. SAVATAN (679m), 1911.

Période	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyen•	Minim. absolu	Maxim. absolu	Fréquence relative de la saturation
Déc. 1910..	73	67	71	70	25	100 16 fois	0.172
Janv. 1911.	77	68	74	73	36	100 7 »	0.075
Février....	67	58	66	64	30	100 4 »	0.048
Mars......	68	58	66	64	22	100 11 »	0.118
Avril	71	54	60	62	31	100 6 »	0.067
Mai.......	79	57	68	68	36	100 5 »	0.054
Juin	78	57	68	68	28	100 15 »	0.167
Juillet	68	48	51	55	30	100 1 »	0.011
Août	62	46	51	53	26	100 2 »	0.022
Septembre.	68	60	61	63	30	100 9 »	0.100
Octobre ...	73	66	78	72	30	100 13 »	0.139
Novembre .	71	65	71	69	29	100 14 »	0.156
Décembre .	67	67	73	69	20	100 13 »	0.139
Hiver.....	72	65	71	69	25	100 27 fois	0.100
Printemps.	73	57	64	65	22	100 22 »	0.081
Eté.......	69	50	56	59	26	100 18 »	0.065
Automne..	71	64	70	68	29	100 36 »	0.132
Année mét.	71	59	65	65	22	100 103 fois	0.094
Année civ.	71	59	65	65	20	100 100 »	0.091

XII. Fraction de saturation en %. DAILLY (1253m), 1911.

Période	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyen•	Minim. absolu	Maxim. absolu	Fréquence relative de la saturation
Déc. 1910..	61	55	58	58	9	100 19 fois	0.204
Janv. 1911.	48	38	41	42	9	100 9 »	0.096
Février....	50	39	53	47	4	100 8 »	0.095
Mars......	63	54	59	59	12	100 21 »	0.226
Avril	66	53	57	59	19	100 19 »	0.211
Mai	67	53	63	61	20	100 11 »	0.118
Juin	62	51	59	57	16	100 16 »	0.178
Juillet	48	36	39	41	15	96	0.000
Août	49	37	40	42	10	99	0.000
Septembre.	51	42	46	47	10	100 11 »	0.122
Octobre ...	56	44	59	53	6	100 21 »	0.226
Novembre .	54	43	50	49	7	100 11 »	0.122
Décembre .	49	43	45	45	6	100 11 »	0.118
Hiver.....	53	44	50	49	4	100 36 fois	0 133
Printemps.	65	54	60	60	12	100 51 »	0 186
Eté.......	53	41	46	47	10	100 16 »	0.058
Automne..	54	43	52	50	6	100 43 »	0.157
Année mét.	56	46	52	51	4	100 146 fois	0.133
Année civ.	55	45	51	50	4	100 138 »	0.126

stations en 1911 que d'autres années. A Savatan, il y a un maximum d'humidité relative en hiver, puis en automne, et un minimum accusé en été. A Dailly, il y a bien aussi un minimum en été, dû à l'extraordinaire chaleur de cette saison, mais il y a aussi un minimum en hiver (janvier), et le maximum, peu accusé d'ailleurs, est en mai.

Les cas de grande sécheresse de l'air sont de nouveau, cette année, assez fréquents à Dailly. Quant aux cas de saturation complète de l'air, ils sont approximativement en même nombre à Savatan qu'en 1910, mais ils sont beaucoup moins fréquents à Dailly. Il y a d'ailleurs, comme en général, plus de ces cas en haut qu'en bas.

V. *Nébulosité.*

Dans le *tableau XIII*, la *nébulosité*, aux trois stations où elle est observée, est indiquée de deux manières différentes : 1° par les nombres de jours *clairs, peu nuageux, très nuageux* et *couverts,* ces désignations correspondant aux valeurs moyennes de la nébulosité diurne comprises entre les limites : 0,0 et 2,5, 2,5 et 5,0, 5,0 et 7,5, 7,5 et 10,0 ; 2° par la valeur moyenne de la nébulosité de chaque période, ces valeurs moyennes étant d'ailleurs déduites des valeurs de la nébulosité des différents jours, fournies dans les tableaux mensuels.

La nébulosité est, cette année, moins élevée que la moyenne aux deux stations inférieures et un peu au-dessus à Dailly. Certains mois, comme les deux mois de décembre, mars et juin (sauf à Savatan) ont été très nébuleux ; mais leur influence est compensée par celle des autres, spécialement des mois d'été. Juillet et août ont été très particulièrement clairs. De nouveau cette année, c'est à Savatan que les chiffres de la nébulosité sont généralement notés le plus bas.

Le *tableau XIV* donne la statistique des *jours de brouillard* aux quatre stations. Les nombres qui figurent au tableau comprennent les jours où le brouillard a été noté pendant une partie de la journée ou pendant tout le jour. Ce dernier cas est rare ; il n'a été constaté, en 1911, qu'une seule fois en janvier, à Dailly et à l'Aiguille.

Si l'on compare les quatre stations entre elles, on trouve que

XIII. Nébulosité, 1911.

Période	LAVEY					SAVATAN					DAILLY				
	Jours clairs	Jours peu nuageux	Jours très nuageux	Jours couverts	Nébulosité Moyenne	Jours clairs	Jours peu nuageux	Jours très nuageux	Jours couverts	Nébulosité Moyenne	Jours clairs	Jours peu nuageux	Jours très nuageux	Jours couverts	Nebulosité Moyenne
Déc. 1910 ..	6	4	10	11	6.0	4	6	7	14	6.4	4	9	10	8	5.9
Janv. 1911..	10	8	5	8	4.8	9	7	7	8	5.0	15	7	3	6	3.4
Février	8	9	5	6	4.5	9	9	3	7	4.1	6	10	6	6	4.8
Mars	5	7	10	9	5.9	7	7	8	9	5.4	2	7	8	14	6.5
Avril	12	3	5	10	4.8	13	2	6	9	4.6	11	3	4	12	5.1
Mai........	5	11	7	8	5.3	7	10	7	7	4.9	3	8	11	9	6.0
Juin.......	7	3	8	12	6.0	7	11	4	8	5.0	7	6	3	14	6.0
Juillet	16	7	6	2	3.0	13	10	6	2	3.3	15	9	4	3	3.3
Août.......	19	3	5	4	3.1	18	5	5	3	2.8	19	6	4	2	2.8
Septembre..	13	4	4	9	4.5	14	3	3	10	4.4	15	3	1	11	4.7
Octobre ...	5	11	8	7	5.4	6	10	8	7	5.2	8	7	8	8	5.0
Novembre. .	6	10	6	8	5.1	6	7	7	10	5.4	6	7	8	9	5.6
Décembre ..	2	9	2	18	6.8	6	7	5	13	5.9	6	4	9	12	6.1
Hiver......	21	21	20	25	5.1	22	22	17	29	5.3	25	26	19	20	4.7
Printemps .	22	21	22	27	5.3	27	19	21	25	5.0	16	18	23	35	5.8
Été........	42	13	19	18	4.0	38	26	15	13	3.7	41	21	11	19	4.0
Automne...	24	25	18	24	5.0	26	20	18	27	5.0	29	17	17	28	5.1
Année mét..	112	80	79	94	4.9	113	87	71	91	4.7	111	82	70	102	4.9
Année civ. .	108	85	71	101	4.9	115	88	69	93	4.7	113	77	69	106	4.9

XIV. Nombre de jours de brouillard en 1911.

Période	Lavey	Savatan	Dailly	Aiguille
Décembre 1910	0	1	2	8
Janvier 1911	2	2	5	4
Février	0	2	4	1
Mars	0	1	0	4
Avril	0	0	2	6
Mai	0	1	3	0
Juin	0	2	3	2
Juillet	0	0	0	0
Août	0	0	0	0
Septembre	0	2	4	4
Octobre	0	3	5	4
Novembre	0	2	3	5
Décembre	1	1	3	3
Année météorologique	2	16	31	38
Année civile	3	16	32	33

le nombre des cas de brouillard est très faible à Lavey au fond, de la vallée, et augmente avec la hauteur, à peu près dans la même proportion que les années précédentes. Le maximum se constate naturelement à l'Aiguille, mais cette année, il n'y a que peu de cas de brouillard de plus là qu'à Dailly, et il y en a moins, absolument parlant, que les années précédentes.

VI. *Pluie et neige.*

Le *tableau XV* contient le relevé de tout ce qui concerne les précipitations atmosphériques dans leur ensemble, hauteur d'eau tombée et nombre de jours de précipitations, d'après les chiffres des tableaux mensuels.

L'année 1910, nous le rappelons, avait été *très humide,* encore beaucoup plus que 1905; 1911 a été plutôt sèche, et, s'il y a un excédent de pluie à l'Aiguille d'après le tableau XX, c'est que, parmi les dix années qui ont servi à établir la moyenne des chutes d'eau, plusieurs, au début, avaient certainement fourni des quantités d'eau trop faibles à cette station élevée Au reste, pour la première fois cette année, le maximum de pluie a été recueilli à l'Aiguille, et non plus à Dailly, de sorte

XV. Précipitations atmosphériques dans l'année 1911

Période	Hauteur d'eau tombée en mm.				Nombre de jours de précipitations			
	Lavey mm	Savatan mm	Dailly mm	Aiguille mm	Lavey (430m)	Savatan (671m)	Dailly (1250m)	Aiguille (1446m)
Déc. 1910 ...	78.3	91.5	114.9	109.5	9	12	15	15
Janv. 1911 ..	13.0	13.9	22.7	25.7	4	3	4	4
Février	63.5	63.0	58.1	68.1	9	8	11	11
Mars	110.9	128.1	145.8	156.7	9	10	11	11
Avril	39.3	52.2	75.5	78.0	10	9	16	16
Mai..........	·39.9	40.2	61.4	59.4	14	11	14	14
Juin	117.3	106.6	108.1	105.0	16	15	17	17
Juillet	53.0	55.5	59.6	53.6	9	8	10	10
Août.........	67.4	69.4	70.4	69.2	10	8	11	11
Septembre...	106.8	119.1	126.8	120.6	11	10	12	12
Octobre	87.1	83.4	95.9	98.1	15	12	14	14
Novembre...	50.4	43.8	49.3	57.5	12	10	14	14
Décembre ...	114.6	105.9	104.7	108.1	13	12	15	16
Hiver........	154.8	168.4	195.7	203.3	22	23	30	30
Printemps ..	190.1	220.5	282.7	294.1	33	30	41	41
Eté	237 7	231.5	238.1	227.8	35	31	38	38
Automne....	244.3	246.3	272.0	276.2	38	32	40	40
Année mét. .	826.9	866.7	988.5	1001.4	128	116	149	149
Année civile.	863 2	881.1	978.3	1000.0	132	116	149	150

que, pour cette fois, nous constatons une quantité constamment croissante avec l'altitude.

Les mois les plus humides ont été aux quatre stations : décembre 1910, mars, juin, septembre et décembre 1911. Le mois le plus sec a été janvier au point de vue absolu ; au point de vue relatif, juillet et août sont tout aussi secs que lui.

Pour le *nombre de jours de pluie,* nous trouvons, comme pour la hauteur de pluie, une augmentation à mesure que l'on monte. Si l'on néglige, pour les quatre stations de Saint-Maurice, comme pour Genève et le Grand Saint-Bernard, les jours où il est tombé moins d'un millimètre d'eau, on trouve, pour les jours de pluie bien caractérisée, les chiffres suivants qui sont, en somme, assez concordants pour toutes les stations et qui reviennent cette année à des valeurs normales.

Station Altitude	Genève (406m)	Lavey (430m)	Savatan (671m)	Dailly (1250m)	Aiguille (1446m)	St-Bernard (2476m)
Année météorol.	97	104	101	104	115	126
Année civile	102	109	102	106	120	125

Le *tableau XVI* donne les totaux des hauteurs de neige mesurées aux quatre stations, ainsi que les nombres de jours de neige. Comme il est naturel, la quantité de neige croît régulièrement avec la hauteur. En 1911, la neige a fait sa dernière apparition en avril aux quatre stations. Elle a reparu en septembre aux deux stations supérieures, en décembre seulement à Savatan.

XVI. Neige dans l'année 1911.

Période	Hauteur de neige en centimètres				Nombre de jours de neige			
	Lavey cm.	Savatan cm.	Dailly cm.	Aiguille cm.	Lavey	Savatan	Dailly	Aiguille
Décembre 1910	17	20	71	90	2	4	8	9
Janvier 1911	21	20	28	32	4	3	4	4
Février	4	15	31	42	1	2	5	6
Mars	17	26	93	126	2	2	10	10
Avril	3	3	18	28	2	2	6	7
...	...	...	...	...	...	...	...	...
Septembre	—	—	1	2	—	—	1	1
Octobre	—	—	24	26	—	—	2	2
Novembre	—	—	23	45	—	—	4	8
Décembre	—	6	54	85	—	2	11	14
Année mét.	62	84	289	391	11	13	40	47
Année civile	45	70	272	386	9	11	43	52

XVII. Nombre de jours où la neige a persisté sur le sol en 1911.

Période	Lavey	Savatan	Dailly	Aiguille
Décembre 1910	3	6	19	19
Janvier 1911	31	31	31	31
Février	4	19	19	19
Mars	3	5	13	14
Avril	2	3	5	7
Mai	—	—	1	1
...	...	...	...	...
Octobre	—	—	4	4
Novembre	—	—	4	13
Décembre	—	4	16	23
Année météorologique	43	64	96	108
Année civile	40	62	93	112

Enfin, si l'on fait le relevé du temps pendant lequel la neige a séjourné sur le sol, on trouve les chiffres contenus dans le *tableau XVII*. L'hiver 1910-1911 a été froid seulement en janvier, et la neige n'a persisté sur le sol, aux forts de St-Maurice, que de la fin de décembre au commencement de février.

Le nombre des *jours d'orage* observés aux forts de St-Maurice est donné dans le petit *tableau XVIII;* il comprend tous ceux qui ont été notés à l'une ou à l'autre des quatre stations. L'été a été très chaud, et il en est résulté à la montagne une recrudescence d'orages de chaleur. Nous retrouvons donc, en 1911, le chiffre maximum déjà enregistré, aux forts, en 1902 et en 1904.

XVIII. Jours d'orage en 1911

Juin	5
Juillet	9
Août	6
Septembre	1
Octobre	1
Année (météorologique et civile)	22

Nous mentionnerons encore un cas de *grêle* le 21 août à Lavey, et le tremblement de terre du 16 novembre observé aux forts à 10 h. 30 m. du soir.

XIX. Nombre de jours de fœhn en 1911.

Période	Lavey	Savatan	Dailly	Aiguille
Décembre 1910	4	4	4	3
Janvier 1911	—	—	—	—
Février	—	—	—	—
Mars	5	5	5	5
Avril	—	—	—	—
Mai	—	—	—	—
Juin	1	1	—	—
Juillet	—	—	—	—
Août	—	—	—	—
Septembre	—	—	—	—
Octobre	3	3	3	3
Novembre	2	2	2	1
Décembre	1	1	2	2
Année météorologique	15	15	14	12
» civile	12	12	12	11

XX. Ecarts de 1911 par rapport aux moyennes de 10 ans (1898-1907).

Période	Température		Pression atmosphérique		Nébulosité			Précipitations							
								Hauteur d'eau tombée				Nombre de jours			
	Savatan	Dailly	Savatan	Dailly	Lavey	Savatan	Dailly	Lavey	Savatan	Dailly	Aiguille	Lavey	Savatan	Dailly	Aiguille
	°	°	mm	mm				mm	mm	mm	mm				
Décembre 1910..	+ 3.30	+ 2.23	- 3.45	- 2.33	+ 0.9	+ 1.4	+ 1.1	+ 19.6	+ 33.1	+ 51.1	+ 51.5	- 1	+ 3	+ 4	+ 1
Janvier 1911....	- 3.17	- 1.67	+ 0.90	+ 0.68	- 0.2	+ 0.4	- 0.9	- 48.3	- 15.7	- 42.0	- 29.6	- 5	- 7	- 8	- 8
Février ...	+ 0.05	+ 1.14	+ 6.56	+ 65.4	- 0.7	- 0.6	- 0.2	- 2.3	- 3.0	- 8.4	+ 17.3	- 1	- 3	- 1	- 1
Mars	+ 1.12	+ 0.80	- 1.63	- 0.87	+ 0.5	+ 0.2	+ 1.4	+ 36.1	+ 58.2	+ 67.6	+ 93.0	- 3	- 2	- 3	- 2
Avril	- 0.75	- 0.96	+ 0.66	+ 0.87	- 1.3	- 1.1	- 0.8	- 56.0	- 11.9	- 36.0	- 6.4	- 5	- 6	- 1	- 1
Mai	+ 0.87	+ 0.86	- 1.32	- 0.53	- 0.1	- 0.4	+ 0.5	- 31.5	- 35.6	- 23.6	- 12.8	- 1	- 3	- 2	- 1
Juin	- 0.48	+ 0.03	+ 1.14	+ 1.30	+ 0.9	- 0.1	+ 1.0	+ 33.1	+ 21.4	+ 10.4	+ 17.4	+ 3	+ 2	+ 2	+ 2
Juillet	+ 2.72	+ 3.02	+ 1.68	+ 2.70	- 1.3	- 0.8	- 0.8	- 10.9	- 10.8	- 49.1	- 45.0	- 1	- 5	- 5	- 4
Août	+ 3.38	+ 3.38	- 0.17	+ 0.53	- 1.0	- 0.9	- 0.9	- 45.0	- 15.1	- 51.1	- 45.7	- 3	- 4	- 2	- 2
Septembre......	+ 2.07	+ 2.58	+ 1.19	+ 1.42	- 0.3	0.0	+ 0.1	+ 38.6	+ 48.8	+ 41.9	+ 41.7	0	- 1	- 0	- 0
Octobre ,.......	+ 0.17	+ 0.48	+ 0.29	+ 0.67	- 0.1	- 0.2	- 0.2	+ 6.4	+ 0.2	+ 4.4	+ 20.2	+ 3	- 1	- 1	- 1
Novembre.. ..	+ 2.23	+ 1.48	- 1.60	- 1.56	- 0.4	0.0	+ 0.8	- 1.7	- 8.6	- 6.2	+ 17.1	+ 1	0	+ 3	+ 4
Décembre	+ 2.96	+ 2.55	+ 1.04	+ 0.58	+ 1.7	+ 0.9	+ 1.6	+ 55.9	+ 17.5	+ 40.9	+ 53.1	+ 3	+ 3	+ 4	+ 5
Hiver.. . ..	- 0.05	+ 0.56	+ 1.17	+ 1.47	—	—	—	- 31.0	- 15.6	+ 0.7	+ 42.2	- 7	- 7	- 5	- 5
Printemps... .	+ 0.42	+ 0.25	- 0.78	- 0.18	—	—	—	- 54.1	- 19.3	+ 8.0	+ 73.8	- 9	-11	- 6	- 4
Eté	+ 1.89	+ 2.17	+ 0.97	+ 1.51	—	—	—	- 52.8	- 64.5	- 93.1	- 73.3	- 4	- 7	- 5	- 4
Automne	+ 1.48	+ 1.50	- 0.01	+ 0.18	—	—	—	+ 43.3	+ 40.4	+ 10.1	+ 79.0	+ 4	- 2	+ 2	+ 3
Année météorol.	+ 0.91	+ 1.13	+ 0.32	+ 0.75	- 0.2	- 0.2	+ 0.1	- 91.9	- 59.0	- 44.3	+121.7	-16	-27	-14	-10
Année civile....	+ 0.91	+ 1.14	+ 0.74	+ 1.02	- 0.2	- 0.2	+ 0.1	- 65.3	- 51.8	- 65.2	+111.3	-13	-27	-14	- 9

Les observations du *fœhn* ont continué en 1911 aux quatre stations. Les indications des observateurs correspondent à des coups de vent violents venant du sud et accompagnés d'une hausse de la température et d'une diminution de la valeur de la fraction de saturation. Nous les avons classés par mois et par stations, et les chiffres sont donnés au *tableau XIX*.

Les nombres de ce tableau sont inférieurs à ceux des années antérieures. Le maximum de fréquence est, cette année, en décembre 1910, en mars, puis en automne 1911.

VII. *Écarts.*

Le *tableau XX* contient le relevé des écarts entre les chiffres des tableaux I, II, VII, VIII, XIII et XV et ceux des tableaux I, III, V, VI et VII des « Moyennes de 10 ans pour les éléments météorologiques observés aux fortifications de Saint-Maurice [1] ». Ces écarts ont été déterminés pour la température et la pression atmosphérique, à Savatan et Dailly, pour la nébulosité aux trois stations inférieures et pour les précipitations atmosphériques aux quatre stations.

Ce tableau donne donc, en chiffres et plus en détail, quelques-unes des indications qui sont fournies dans le texte des paragraphes précédents. Nous rappelons que les moyennes auxquelles nous avons rapporté les observations de 1911, comme celles de 1908 à 1910, ne sont que des moyennes de *dix années;* les écarts que nous donnons n'ont donc qu'une valeur relative et sont loin d'avoir une signification absolue.

[1] *Archives*, t. XXVIII, p. 274, septembre 1909.

ERRATUM AU PREMIER ARTICLE

P. 72. pression moyenne à Savatan, année civile *lire* 704.67 *au lieu de* 703.92.

COMPTE RENDU DES SÉANCES

DE LA

SOCIÉTÉ DE PHYSIQUE ET D'HISTOIRE NATURELLE DE GENÈVE

Séance générale annuelle du 16 janvier 1913

Maurice Gautier. Rapport annuel.

M. Maurice Gautier, président sortant de charge, donne lecture de son rapport sur l'activité de la Société pendant l'année 1912. Ce rapport contient en outre des notices biographiques sur deux membres honoraires, F.-A. Forel et S.-H. Sendder, un membre émérite, Henri Dor, et un associé libre, Aloïs Naville, décédés pendant l'année.

Séance 6 février

A. Schidlof et Mlle Murzynowska. Sur l'application de la loi de Stokes à la chute de très petites gouttes et à la détermination de la charge de l'électron. — Arnold Pictet. Nouvelles recherches sur l'hibernation des Lépidoptères. — Raoul Pictet. Nouveau procédé pour la séparation de l'azote et de l'oxygène pur à partir de l'air liquide. — E. Yung et L Stefansky. Sur la faune des Nématodes libres du canton de Genève.

M. A. Schidlof et Mlle J. Murzynowska. — *Sur l'application de la loi de Stokes à la chute de très petites gouttes et à la détermination de la charge de l'électron.*

Nous avons utilisé dans ces recherches la méthode de J.-J. Thomson et H.-A. Wilson, si heureusement modifiée par R.-A. Millikan, estimant que les particules liquides présentent seules la garantie suffisante d'une forme sphérique parfaite, nécessaire à l'application de la loi de Stokes. Parmi les différents liquides examinés, l'huile d'olive a fourni les meilleurs résultats. Notre dispositif ne diffère que par les trois points suivants de celui du savant américain.

1° A la place d'une batterie de 10 000 volts nous avons utilisé une batterie d'accumulateurs de très grande capacité, fournissant un potentiel très constant d'environ 100 volts. Ce potentiel fut

mesuré à l'aide d'un voltmètre de précision de Siemens et Halske, vérifié au potentiomètre.

2° Notre condensateur, notablement plus petit que celui de Millikan, se composait de deux plateaux de laiton dont la distance était 0,5 cm.

3° L'objectif de la lunette d'observation se trouvait à une distance relativement petite (environ 25 cm.) de la goutte d'huile, et le parcours de chute ou d'ascension observé était ordinairement de 0,285 cm.

Nous nous sommes proposés de rechercher *si la formule de correction de la loi de Stokes, établie par Cunningham*[1] *s'applique effectivement aux gouttelettes d'huile de divers diamètres.*

Les premiers travaux publiés par Millikan[2] laissent subsister des doutes sur ce point. En particulier, la valeur attribuée par Millikan à la constante A de la formule de Cunningham est $A = 0{,}815$, basée sur l'hypothèse d'un choc mou. Or, l'exactitude de cette hypothèse ne paraît pas suffisamment prouvée. Nos études ont donc porté sur des gouttes de très petit diamètre pour lesquels les écarts de la loi de Stokes sont considérables. En même temps, les objections soulevées par Perrin[3] contre la méthode de Millikan semblent avoir une importance d'autant plus petite que la vitesse de chute est plus petite et la pression capillaire plus élevée.

Pour calculer la charge de l'électron, nous avons utilisé les résultats de nos observations relatives à 22 gouttes dont les diamètres varient entre les limites de 0,8 et 2,1 microns. Les vitesses de chute varient dans ces conditions entre 0,001770 cm. sec. et 0,012520 cm./sec.

On a calculé d'abord pour chaque goutte la valeur de la charge élémentaire apparente e (en U.E.S.) résultant de la loi de Stokes non corrigée, en adoptant pour le coefficient de viscosité de l'air la valeur

$$\eta = 0{,}0001733 \text{ (à } 0°)$$

Les valeurs de e, représentées graphiquement en fonction de la vitesse de chute v, se trouvent très sensiblement sur une courbe continue. Nous avons admis que e varie en fonction de v suivant la formule de Cunningham. Cette supposition nous a permis de déduire de deux observations, faites avec des gouttes d'un diamètre assez différent la valeur de la quantité inconnue $Al = K$ qui intervient dans la formule de Cunningham. l représente le

[1] *Proc. of the Royal Soc. of London*, 1910, t. 83, p. 357-365.

[2] *Philos. Mag.*, 1910, t. 19, p. 209-228.

[3] *Comptes-rendus*, 1911, t. 152, p. 1165-1168.

chemin moyen des molécules d'air. Cette quantité était sensiblement constante dans nos expériences, effectuées toutes à une pression voisine de 730 mm. et à une température d'environ 19° ($l = 9{,}5 \times 10^{-6}$ cm.).

Nous avons pris la moyenne arithmétique des résultats obtenus avec les sept plus grandes gouttes pour lesquelles la variation de v semble linéaire dans les limites de précision des observations, et nous avons calculé K et A au moyen de chacune des six expériences faites avec les plus petites gouttes qui fournissent les valeurs les plus élevées de e.

On obtient les résultats suivants :

K	$A = \frac{K}{l}$
$8{,}34 \times 10^{-6}$	0,877
8,70 »	0,916
8,64 »	0,910
7,89 »	0,841
7,85 »	0,825
8,33 »	0,877

Moyennes :
$K = 8{,}288 \times 10^{-6}$
$A = 0{,}874$

Si l'on tient compte du fait que la valeur de K est très fortement influencée par les petites erreurs expérimentales, on peut admettre *que la théorie de Cunningham semble bien s'appliquer à la chute de très petites gouttes d'huile dans l'air sous la pression atmosphérique.*

Le choc entre les molécules d'air et les gouttes d'huile présente, *approximativement*, le caractère d'un choc mou ($A = 0{,}874$).

En utilisant la valeur moyenne de la constante de correction $K = 8{,}288 \times 10^{-6}$ nous avons apporté à chacun de nos 22 résultats la correction de Cunningham. Les valeurs corrigées ne présentent que de très petites irrégularités, attribuables aux erreurs d'observation. La valeur moyenne est :

$$e_0 = 4{,}738 \times 10^{-10}$$

Elle concorde bien avec les derniers résultats de Millikan.

M. Arnold Pictet donne connaissance des résultats de ses *nouvelles recherches sur l'hibernation des Lépidoptères.*

On sait que les Lépidoptères volent à une époque déterminée qui est à peu près la même pour les individus d'une espèce, dans une localité donnée. D'autre part, l'hibernation provoque un arrêt de développement *(diapause)* qui, pour les espèces univoltines et pour les individus de la génération d'hiver des espèces bivoltines, ramène chaque année l'éclosion du papillon à la même époque.

D'un certain nombre d'expériences que nous avons publiées précédemment, il résulte que si l'on supprime la diapause hibernale, en maintenant les chenilles en chambre chauffée, cela ne raccourcit pas nécessairement la *durée totale* de l'ontogénie, et l'éclosion du papillon, malgré l'avance acquise par les larves, a lieu exactement à l'époque habituelle de l'espèce ; il se produit, en effet, une prolongation corrélative de la durée de l'état nymphal qui rétablit le cycle évolutif normal.

C'est ce qu'ont démontré, entre autres, nos recherches en ce qui concerne *Lasiocampa quercus ;* les chenilles, maintenues en chambre chauffée pendant l'hiver, *hivernent* quand même. A la première génération, la diapause est cependant sensiblement raccourcie ; elle l'est davantage à la seconde, dure en moyenne un mois à la troisième et se trouve supprimée pour la plupart des individus de la quatrième génération. Il résulte de cet état de choses que, dans chaque cas, l'époque de la chrysalidation est notablement avancée. Mais, malgré que les cocons soient maintenus dans une température de 18 à 22°, ou malgré les pratiques expérimentales qu'on leur fait subir en vue de hâter leur développement, la grande majorité éclot en juillet, c'est-à-dire à l'époque habituelle de l'espèce.

Cependant, toutes les espèces ne se comportent pas de cette façon et, entre autres, *Dendrolimus pini,* dont l'ontogénie, à l'état naturel, est cependant exactement la même que celle de *Lasiocampa quercus. Dendrolimus pini* vole et pond en juillet; ses chenilles qui se nourrissent de Conifères mènent une première période de vie active jusqu'à l'hivernage, puis une seconde période de vie active au printemps et s'encoconnent en mai-juin.

Les chenilles d'une ponte de cette espèce, nées au commencement de juillet 1912, ont commencé leur hivernage vers la fin d'août. Le 29 août, sur les 203 chenilles qui sont mises en expérience, 98 sont entrées dans la mousse et 105 restent sur les branches ; malgré la température encore élevée, ces dernières ne prennent plus de nourriture, à part une dizaine qui ont acquis une taille légèrement supérieure aux autres. Les 98 larves qui sont entrées dans la mousse sont divisées en deux lots; le lot I, avec 55 larves, servira de témoin et restera dehors tout l'hiver et le lot II, comprenant 43 chenilles, sera maintenu dans la chambre chauffée dès que l'hiver aura commencé. Quant aux 105 larves qui sont restées sur les branches, elle constituent le lot III, qui restera égalemement en chambre.

Tous les 8 jours nous examinons les boîtes d'élevage et nous constatons, ainsi que le montre le tableau suivant où ne sont relatées que les principales dates, que l'hivernage en chambre chauffée et dès la première génération, cesse très rapidement pour les lots II et III (10 et 25 novembre).

Hibernation des chenilles de Dendrolimus pini

	Lot I (Témoin)		Lot II		Lot III	
	Dans la mousse	Sur les branches	Dans la mousse	Sur les branches	Dans la mousse	Sur les branches
29 août	55	0	43	0	0	105
15 sept.	45	10	37	6	28	77
4 oct.	37	16 (2 décès)	30	6 (7 décès)	34	71
3 nov.	18	33 (2 décès)	7	22	4	93 (8 décès)
10 nov.	18	33	0	36	4	93
25 nov.	15	36	0	36	0	89

Si nous tenons compte, maintenant, de la taille des chenilles du lot III, à la date du 25 novembre, nous constatons qu'il y en a 40 qui ont encore conservé la taille de 15 à 22 mm. qu'elles avaient avant l'hivernage, c'est-à-dire qu'elles ont subi la diapause, et 49 qui ont grandi. Ces dernières ont toutes dépassé 35 mm. et beaucoup sont adultes, prêtes à se chrysalider ; il ne s'en trouve aucune qui ait une taille intermédiaire entre 22 et 35 mm. Nous voyons par là que le raccourcissement de la diapause ne se présente que pour la moitié des individus de ce lot. Les individus du lot II, en ce qui concerne leur taille, se comportent de la même façon.

Les chenilles les plus avancées du lot III se sont chrysalidées le 29 octobre et le 9 novembre ; leur éclosion a eu lieu le 23 novembre (un mâle) et le le 29 novembre (une femelle), c'est-à-dire à peu près dans la limite naturelle de cette espèce. Une première ponte est obtenue dont les chenilles éclosent le 18 décembre. Dans le lot II, les premiers cocons ont été tissés le 12 et le 19 janvier 1913, avec éclosion des papillons les 24 et 28 du même mois.

Ces expériences montrent que, sous le rapport de l'hibernation, *Dendrolimus pini* réagit vis-à-vis de la température d'une façon toute différente que *Lasiocampa quercus*. Alors que chez celle-ci la suppression artificielle de tout ou partie de la diapause larvaire est compensée par la prolongation de la nymphose qui ramène l'éclosion du papillon à l'époque habituelle, tel n'est pas le cas pour *Dendrolimus pini* où les chrysalides formées hâtivement en hiver, donnent naissance à leur imago dans le délai habituel ; de cette façon, il est possible d'obtenir une seconde génération dans la même année.

Si nous tenons compte que la nourriture des chenilles de *Lasiocampa quercus* consiste en feuilles qui tombent en automne, tandis que *Dendrolimus pini* se nourrit de Conifères, nous

voyons que ce qui détermine la durée de la diapause est bien plutôt la disparition ou la persistance des feuilles nourricières pendant l'hiver que l'abaissement de la température. Parmi les autres expériences de ce genre que nous avons pratiquées précédemment, nous avons souvent constaté que les espèces qui consomment des plantes vivaces se comportent comme *Dendrolimus pini*, tandis qu'au contraire le mode observé par *Lasiocampa quercus* est aussi celui des espèces dont les feuilles nourricières tombent en hiver.

L'hibernation est donc le résultat d'une adaptation aux conditions ambiantes, indépendamment de la température. Nous avons du reste déjà démontré cette théorie[1] et les expériences qui viennent d'être relatées en sont une nouvelle confirmation.

M. Raoul Pictet parle d'un *nouveau procédé pour la séparation de l'azote et de l'oxygène pur à partir de l'air liquide.*

M. le prof. Emile Yung communique au nom de M. Witold Stefanski la liste des espèces trouvées par ce dernier au cours de ses recherches sur *la faune des Nématodes libres du canton de Genève.*

La grande diversité des formes parasites des Nématodes et l'intérêt médical qui s'attache à ce groupe explique que les zoologistes aient négligé jusqu'ici l'étude de leurs formes libres.

Aujourd'hui, les recherches qui les concernent se multiplient.

M. Stefanski a entrepris de déterminer la faune des Nématodes libres du canton de Genève et il présente la liste suivante des espèces trouvées par lui jusqu'à ce jour dans le lac, les eaux courantes et dans les mousses.

Lac de Genève. — 19 espèces dont 8 non encore mentionnées par Hofmänner (Société vaudoise des sciences naturelles, séance du 3 juillet 1912) sont les suivantes :

1.	Plectus granulosus Bast.	60 m.
2.	Dorylaimus crassus de Man	40 m. 60 m. 300 m.
3.	D. sp.	40 m.
4.	D. sp.	40 m.
5.	Aphanolaimus aquaticus Daday	30 m.
6.	Trilobus n. sp.	60 m. 305 m.
7.	Monohystera sp. toutes les profondeurs.	
8.	Rhabditis sp. littoral.	

[1] Arnold Pictet. Des diapauses embryonnaires, larvaires et nymphales chez les Insectes lépidoptères. *Bull. Soc. lépidop. Genève*, vol. I, p. 98-153, 1906.

Les eaux courantes.

1.	Mononchus macrostoma Bast.	Rhône, Arve.
2.	Plectus parvus Bast.	Rhône.
3.	P. sp.	Rhône.
4.	Dorylaimus sp.	Rhône.
5.	D. sp.	Rhône.
6.	Monohystera paludicola de Man	Aire fosse du Bois de la Bâtie.
7.	» filiformis Bast.	Aire.
8.	» similis Bstli	Rhône.
9.	» dispar Bast.	Rhône.
10.	Rhabditis sp.	Rhône.
11.	Tripyla filicaudata de Man	Arve.
12.	Trilobus n. sp.	fosse du Bois de la Bâtie.
13.	Diplogaster n. sp.	Rhône.

La faune des mousses.

1. Plectus communis Bütschli.
2. » auriculatus Bütschli.
3. Alaimus primitivus de Man.
4. Tripyla arenicola de Man.
5. Cephalobus sp.
6. Tylenchus sp.
7. Monohystera bulbifera de Man.
8. Dorylaimus macrodorus de Man.
9. » sp.
10. » filiformis Bast.
11. Mononchus parpillatus Bast.
12. Cylindrolaimus communis de Man.
13. Teratocephalus crassidens de Man.
14. » terricola Bütschli.
15. Prismatolaimus dolichurus de Man.

En somme, M. Stefanski a trouvé 47 espèces (appartenant à 17 genres) dont 31 sont certaines, 10 incertaines et 3 qu'il considère comme espèces nouvelles.

BULLETIN SCIENTIFIQUE

PHYSIQUE

JOHN NORMAN COLLIE ET HERBERT SUTTON PATTERSON. DE LA PRÉSENCE DU NÉON DANS L'HYDROGÈNE APRÈS LE PASSAGE DE LA DÉCHARGE ÉLECTRIQUE DANS CE DERNIER A DE FAIBLES PRESSIONS. (Note préliminaire communiquée par les auteurs). *Proceedings of the Chemical Society*, 1913, vol. 27, p. 22.

Dans une lettre à *Nature* de juillet dernier (89, 502) Sir William Ramsay a mentionné qu'un des auteurs (J. N. C.) a remarqué que le fluorure de calcium émet, sous l'action des rayons cathodiques, un gaz contenant des traces de néon. Depuis lors plusieurs expériences ont été faites, soit avec, soit sans fluorure de calcium et l'on a toujours trouvé qu'aussi longtemps qu'il y avait des traces d'hydrogène dans le tube on pouvait déceler du néon dans le gaz qui avait été soumis au passage de la décharge électrique à de faibles pressions. En même temps l'autre auteur (H. J. P.) s'était occupé des mêmes recherches, mais les avait faites à un autre point de vue. Aucun des deux ne se doutait du travail de l'autre jusqu'à la fin de novembre, alors que, ayant obtenu les mêmes résultats, il parut préférable de les publier dans une même notice.

Les expériences furent faites dans un ballon à rayons X ou dans un grand tube de Plücker ; l'hydrogène était obtenu ou par l'amalgame de sodium et l'eau bouillie, ou par l'électrolyse d'une solution d'hydrate de baryum. Après que l'hydrogène eut été soumis à la décharge électrique pendant plusieurs heures, à des pressions variant de 1 mm au vide des rayons X, la pompe ayant fonctionné presque tout le temps, on mélangea l'hydrogène ainsi recueilli avec un excès d'oxygène pur préparé en chauffant du permanganate de potassium et on fit exploder. Le résidu d'oxygène fut alors introduit dans un appareil (inventé par Sir W. Ramsay) où l'oxygène pouvait être absorbé par du charbon refroidi par l'air liquide (et les auteurs saisissent cette occasion pour attirer l'attention sur cette remarquable découverte de Sir J. Dewar, sans laquelle on n'aurait jamais pu reconnaître le néon dans le gaz) ; on fit alors monter le résidu gazeux dans un tube capillaire

étroit, au sommet duquel était scellé un fil de platine. En congelant le mercure dans le tube capillaire et faisant ensuite passer une étincelle, du mercure au fil de platine, à travers le gaz, on observa toujours le spectre du néon.

On prenait toujours grand soin d'être sûr qu'aucune parcelle d'air ne pénétrât dans l'appareil pendant l'expérience et qu'il n'y en eut pas non plus dans l'hydrogène ou l'oxygène employés et l'on faisait toujours des expériences en blanc, en faisant exploder de grandes quantités de l'oxygène et de l'hydrogène employés, et si l'hydrogène n'avait pas été soumis à la décharge électrique on ne trouvait jamais le néon dans le résidu d'oxygène. La quantité d'air nécessaire pour fournir la quantité de néon trouvée habituellement serait d'environ 1 à 2 cc. Dans une expérience qui avait donné suffisamment de néon pour produire l'apparence ordinaire couleur de flamme quand on faisait passer l'étincelle, l'oxygène absorbé par le charbon et l'air liquide, fut soigneusement pompé et absorbé par du phosphore ; il resta une petite bulle de gaz de la grosseur d'une grosse tête d'épingle. Cependant quand ce gaz fut examiné au spectroscope on trouva que ce n'était pas un résidu d'azote entré par une fente, mais de l'hydrogène. Par conséquent le néon trouvé dans l'hydrogène qui a été traversé par une étincelle à de basses pressions dans le vide des rayons X n'est pas dû à l'air s'infiltrant dans l'appareil pendant l'expérience.

Appendice. Depuis que la communication ci-dessus a été présentée à la Chemical Society, de nouveaux résultats ont été obtenus par l'un des auteurs (J. N. C.). Afin de s'assurer que le néon n'avait pas pénétré de l'air extérieur à travers le verre, pendant que celui-ci était sous l'influence de la décharge cathodique, on fit un tube dans lequel cette extrémité de l'appareil était dans un autre tube.

Le tube extérieur fut alors rempli, d'abord de néon, puis d'hélium, le tube intérieur contenant l'hydrogène. Dans les deux cas on trouva le néon dans l'hydrogène comme auparavant et il n'y eut pas la moindre trace d'hélium infiltrée.

On fit ensuite une expérience finale avec un appareil entièrement nouveau, dans lequel le tube intérieur était complètement enfermé dans un autre tube extérieur et on trouva de nouveau le néon dans l'hydrogène qui avait été traversé par l'étincelle.

Le vide dans le tube extérieur était plus grand que dans une ampoule à rayons X car l'étincelle ne parvenait pas à le traverser. On jugea opportun de laver ce tube extérieur avec 1 cc. d'oxygène pur après l'expérience. L'oxygène fut alors absorbé par du charbon refroidi avec de l'air liquide et il resta un résidu au moins cinquante fois aussi grand que celui provenant du gaz du tube intérieur. C'était un mélange d'hélium et de néon, l'hélium étant

en excès. Ce résultat a été confirmé par l'autre auteur (H. S. P.) qui a aussi trouvé que si le tube extérieur est rempli d'oxygène sous 10 cm. de pression, le résidu de gaz dans le tube extérieur, au lieu d'être surtout de l'hélium est principalement du néon.

Dr M. Laue. Das Relativitætsprinzip. *Zweite vernehrte Auflage*, 1 vol. 8°, 272 p. Coll. *die Wissenschaft*. (Friedr. Vieweg u. Sohn, édit., Braunschweig, 1913).

Une seconde édition de l'ouvrage que M. Laue a écrit sur le principe de relativité paraît moins de deux ans après la première. Ce fait en dit long sur l'importance hors ligne du principe de relativité et la place centrale qu'il occupe aujourd'hui parmi les théories générales de la Physique moderne ; c'est constater aussi le mérite de l exposé d'ensemble le plus complet qui ait été écrit jusqu'à ce jour sur la matière. En récrivant son œuvre, l'auteur n'en a pas changé essentiellement le plan, mais il a très sensiblement élargi son cadre. On trouvera notamment dans cette nouvelle édition des développements inédits sur la Géométrie vectorielle de l'espace à quatre dimensions, et un exposé complètement refondu de la Dynamique nouvelle, à laquelle vient s'adjoindre un chapitre nouveau consacré à l'Hydrodynamique. Ces diverses additions augmentent le livre de plus de 60 pages.

Il est impossible de signaler ici tous les perfectionnements de détail que l'auteur a apportés à son travail, perfectionnements qui assureront sans doute à cette nouvelle édition un succès égal à celui de son aînée.
C. C.

J. Loisel. Les orages, application des ondes hertziennes a leur observation, 1 vol. de 120 pages, avec 39 fig. dans le texte. — G. Thomas, édit., Paris, 1913.

Voilà encore un ouvrage qui sera particulièrement bien accueilli tant dans le monde scientifique que dans le grand public, car les orages électriques, cette puissante et parfois terrifiante manifestation des forces de la nature y sont décrits et étudiés avec une rare compétence dans leurs causes et dans leurs effets.

M. Loisel, après avoir exposé les généralités sur les nuages orageux, sur le champ électrique de l'atmosphère, sur l'électrisation des nuages, décrit en entrant dans les moindres détails les phénomènes électriques accompagnant les orages : les éclairs, le

tonnerre et la foudre. Il considère d'abord l'énergie mise en jeu dans les décharges atmosphériques, le potentiel explosif et l'ampérage. Il passe en revue les formes si variées qu'affectent les éclairs, éclairs linéaires verticaux, éclairs horizontaux, éclairs sinueux avec ramifications, éclairs rayonnants, éclairs à méandres, éclairs en chapelet, dont il donne de nombreuses représentations ; il arrive enfin à la forme la plus étrange et la plus insaisissable de toutes, l'éclair en boule, en globe de feu, dont l'existence longtemps contestée ne peut plus être niée. Il s'arrête ensuite aux effets si variés de la foudre qu'il distingue en effets physiologiques, physiques et mécaniques, dont il donne quelques exemples. Il termine ce chapitre, le plus important du livre, en traitant la question des paratonnerres.

Il cherche quelles sont les situations atmosphériques favorables à l'apparition des orages.

Il donne une classification des orages qu'il distingue en orages de chaleur et en orages de tourbillon.

Il a un chapitre très intéressant sur la variation des éléments météorologiques pendant l'orage et reproduit des courbes enregistrées à l'Observatoire de Lyon, donnant les variations du thermomètre, du pluviomètre, de l'hygromètre, du baromètre et de l'anémomètre.

Enfin il aborde l'importante question de la prévision des orages et celle de leur observation par les ondes hertziennes.

Ce volume est illustré de figures excessivement démonstratives et de nombreuses reproductions de photographies d'éclairs et d'effets de la foudre. Il n'est pas nécessaire d'en dire plus pour signaler ce charmant traité à l'attention du public.

CHIMIE

F. Kehrmann et E. Havas. Contribution a la connaissance de la phénazine. *Ber. d. Deutsch. chem. Ges.*, 1913, t. 46, p. 341-352. Lausanne. Laboratoire de chimie organique de l'Université.

Les auteurs ont trouvé une méthode facile de préparation de la *phénazine*, ce qui leur a permis de soumettre à une étude intéressante cette combinaison. Sans pouvoir entrer dans les détails des recherches que nous signalons ici, nous dirons que ce procédé de préparation consiste à faire réagir l'o-nitrodiphénylamine sur son produit de réduction. L'*o-nitrodiphénylamine* elle-même a été préparée par l'action de l'o-nitrochlorobenzène sur l'aniline en présence d'acétate de soude déshydraté, en chauffant au bain

d'huile à 215° pendant 12 à 15 heures. Rendement 85-90 °/₀ de la théorie. Ce composé réduit par le chlorure d'étain et l'acide chlorhydrique fournit l'*o-aminodiphénylamine*. Pour préparer la phénazine, on chauffe par exemple 10 gr. d'o-aminodiphénylamine, 16-17 gr. d'o-nitrodiphénylamine et 15 gr. d'acétate de soude dans un ballon à distiller de 100-150 cc. placé lui-même dans un bain de soudure (une partie d'étain et deux parties de plomb). La réaction commence à 250° et la température monte d'elle-même à 300°. Lorsque la réaction est terminée, on distille rapidement la phénazine, en mettant de côté les premières portions renfermant de la nitrodiphénylamine non transformée. La phénazine est en longues aiguilles jaunes, f à 171°. Rendement 60-70 °/₀ de la théorie.

MESURES DU COURANT ÉLECTRIQUE

PASSANT DE L'ATMOSPHÈRE A LA TERRE

faites chaque jour à Fribourg, à 2 h. 30 du soir

par M. le prof. GOCKEL

FÉVRIER 1913

Date	$\lambda-$	$\lambda+$	$q_2 = \lambda-/\lambda+$	P G.	Courant	
1	105	127	1.21	233	180	couvert, vent d'ouest
2	208	63	0.30	950 — 850	815	grêle
3	173	181	1.04	132	169	couvert
4	102	114	1.12	119	86	clair
5	65	75	1.15	307	143	brumeux
6	65	83	1.24	188	93	»
7	66	81	1.22	240	118	»
8	52	63	1.21	129	49	pluvieux
9	115	131	1.14	133	109	brumeux
10	49	70	1.43	311	123	brouillard dans vallée
11	53	73	1.38	363	152	brumeux
12	75	67	0.88	165	78	clair
13	50	51	1.02	161	54	clair, vent nord-est
14	106	106	1.00	94 — 129	—	clair
15	63	66	1 04	166	71	brumeux
16	85	76	0 89	164	89	clair
17	71	74	1.04	152	74	couvert, froid
18	78	77	0.99	158	81	sec et froid
19	71	79	1.10	166	84	brumeux
20	77	94	1.22	163	93	»
21	76	85	1 12	157	80	nuageux
22	57	65	1 14	75	31	brumeux, f. vent nord
23	87	83	0 96	144	81	brumeux
24	62	85	1.37	110	54	clair
25	71	103	1.45	158	92	»
26	77	94	1.22	135	77	»
27	55	66	1.20	932	376	neige
28	—	—	—	—	—	pluvieux

Abréviations

$\lambda-$ = conductibilité par ions négatifs en unités électrostatiques $\times 10^6$

$\lambda+$ = » » » positifs » » $\times 10^6$

P. G. = gradient du potentiel en volt par mètre.

Courant vertical, en unités électrostatiques $\times 10^8 = (\lambda- + \lambda+) \times$ P. G.

LISTE BIBLIOGRAPHIQUE

des Travaux de Chimie faits en Suisse

1912

Septembre

229. Abelin (J.). Untersuchungen über die Wirkung von Quecksilberpräparaten auf Spirochätenkrankheiten. Zur Toxikologie und Pharmakologie einiger Quecksilberverbindungen. Bern. Med.-chem. Inst. der Univ. — *Deutsche med. Wochenschr.* **38.** 1822.

230. Allemann (O.). Die Bedeutung der Wasserstoffionen für die Milchgerinnung. Liebefeld-Bern. Milchwirtschaftl. Anstalt. — *Biochem. Zeitschr.* **45.** 346.

231. Bamberger (Eug.) und Suzuki (U.). Ueber Nitro-glyoxim. Zürich. Anal.-chem. Lab. der techn. Hochschule.— *Berichte* **45.** 2740.

232. Baragiola (W. I.) und Godet (Ch.). Weine aus überschwefelten Traubenmosten. Wädenswil. Schweiz. Versuchsanstalt. — *Mitt. Lebensmittelunters.* **3.** 105.

233. Bell (Robert). Constantes critiques des gaz éthane, anhydride carbonique et anhydride sulfureux. *Thèse.* Genève (Dr Cardoso).

234. Briner (E.) et Durand (E. L.). Conditions de formation des acides nitreux et nitrique à partir des oxydes d'azote et de l'eau ; application de la loi d'action des masses. Genève. — *Comptes rendus* **155.** 582.

235. Cramer (J. G.). Transport-Eiskasten für Wasserproben. Zürich. — *Chem.-Zeitung* **36.** 1088.

236. Creighton (Henry Jermain M.). Die katalytische optische Aktivierung der razemischen Bromcamphokarbonsäure. *Dissert.* Zürich (Prof. Bredig).

237. Delpy (Max). Ueber die Verseifung von Nitrocellulose und Nitroglycerin. *Dissert.* Zürich (Dr Berl).

238. Fellenberg (Th. v.). Die Bestimmung der Bromabsorption des Weines. Bern. Lab. des schweiz. Gesundheitsamtes. — *Mitt. Lebensmittelunters.* **3.** 97.

239. Finch (George). Die massanalytische Bestimmung von Schwefel-, Salpeter- und Salpetrigsäure in Misch- und Abfallsäuren. Zürich. — *Zeitschr. Schiess- und Sprengstoffe* **7.** 337.

240. Göbl (Adolf). Ueber die spezifische Wärme des Kobalts. *Dissert.* Zürich (Prof. Weiss).

241. Gury (Ed.). Dosages de cellulose brute. Berne. Lab. du service sanitaire fédéral. — *Travaux ch. alim.* **3.** 99.

242. Henny (T. F.). Recherches physico-chimiques sur le dosage et la neutralisation des principaux acides organiques du vin. *Thèse.* Lausanne (Prof. Dutoit).

243. Juchler (Theodor). Die mineralische Bestandteile der Bauchspeicheldrüse. *Dissert.* Zürich (Prof. Eichhorst).

244. Karrer (P.). Zur Kenntnis aromatischer Arsenverbindungen. Ueber arsenhaltige Azofarbstoffe. Zürich. Univ.-Lab. — *Berichte* **45.** 2359.

245. Kehrmann (F.) und Micewicz (St.). Ueber die Ursache der blauen Farbe, welche in schwefelsauren Diphenylamin-Lösungen durch Salpetrigsäure und andere Oxydationsmittel hervorgerufen wird. Lausanne. Organ. Lab. der Univ. — *Berichte* **45.** 2641.

246. Kikatcheichvili (Constantin). Nouvelle synthèse de la phénoxthine. *Thèse.* Genève (Dr Ferrario).

247. Kowalski (J. de) et Banasinski (E.). Sur l'absorption de la lumière dans les solutions de benzène et de quelques-uns de ses dérivés à basse température. Fribourg. — *Arch. des Sc. phys. et nat.* **34.** 216 et *Anzeiger Akad. Wiss. Krakau* **1912.** 416.

248. Kupritz (Eva). Ueber das Verhalten der in den Körper eingeführten Radiumemanation. *Dissert.* Zürich (Prof. Sommer).

249. Laemmel (R.). Bemerkungen über das natürliche System der Elemente. Zürich. — *Ann. der Physik* **39.** 485.

250. Loup (Fritz). Etude expérimentale des suprarénines synthéthiques et de leurs dérivés. *Thèse.* Genève (Prof. Mayor).

251. Malachowski (Roman). Zur Kenntnis der Cyclobutanderivate. *Dissert.* Zürich (Prof. Willstätter).

252. Meerson (S.). De l'action des radicaux aromatiques sur la formation des doubles liaisons. *Thèse.* Genève (Dr Orechoff).

253. Messing (Basia). Ueber einige mineralische Bestandteile im normalen und pathologischen Gehirn. *Dissert.* Zürich (Prof. Eichhorst).

254. Morgenstern (Sophie). Ueber einige mineralische Bestandteile der Schilddrüse. Zürich. Med. Univ.-Klinik. — *Arch. Anat.* **1912.** 259 und *Dissert.* Zürich (Prof. Eichhorst).

255. Pictet (Amé) et Ramseyer (Louis). Sur un hydrocarbure retiré de la houille. Genève. Lab. de ch. organique de l'Univ. — *Archives des Sc. phys. et nat.* **34.** 234.

256. Salzberg (D.). Sur la constitution du nitro-2,6-diméthylbenzimidazol obtenu par nitration. *Thèse.* Genève (Dr Maron).

257. Samanek (Rudolf). Ueber die Einwirkung von Ammoniak und Pyridin auf Dichlordiaethylendiaminkobaltisalze. *Dissert.* Zürich (Prof. Werner).

258. Staniewski (Mauryey Eustachy). Ueber die spezifische Wärme einiger fester Elemente bei niedrigen Temperaturen. Freiburg. II. chem. Inst. der Univ. — *Anzeiger Akad. Wiss. Krakau* **1912.** 834 und *Dissert.* Freiburg (Prof. von Estreicher).

259. Schmidt (Ch. Edouard). Contribution à l'étude de l'action du Bacterium Coli et des bactéries intestinales sur les hydrates de carbone. *Thèse.* Lausanne (Prof. Seiler).

260. Schmidt (Elisabeth). Ueber Aquometallammoniake und deren Darstellungsmethoden. *Diss.* Zürich (Prof. Werner).

261. Tanner (Hans). Ueber die Zustandsgleichung schwachkomprimierter Gase. *Dissert.* Basel (Prof. Einstein und Hagenbach).

262. Tunmann (O.). Ueber den mikrochemischen Nachweis und die Lokalisation der Juglone in Juglans regia. Bern. — *Pharm. Zentralhalle* **53.** 1005.

263. Wenger (Paul) et Midhat (D.). Essais de réduction du bichromate de potassium en solution par le courant alternatif. Genève. Lab. de ch. anal. de l'Univ. — *Annales ch. anal.* **17.** 321.

264. Wenk (Walter). Elektrolytische Oxydation organischer Schwefelverbindungen. *Dissert.* Basel (Prof. Fichter).

265. Wichmann (A.). Ueber den Harzbalsam von Pinus cambodgiana. Zürich. Pharm. Abt. der techn. Hochschule. — *Archiv der Pharm.* **250.** 472.

266. Willstætter (Richard). Ueber Chlorophyll. Zürich. — *Vierteljahrschr. der naturf. Ges. in Zürich* **57.** 211.

267. Willstætter (Richard) und Madinaveitia (Antonio). Bestimmung des Glycerin-Gehaltes der Fette. Zürich. Chem. Lab. der techn. Hochschule. — *Berichte* **45.** 2825.

268. Winterstein (E.) und Reuter (C.). Ueber die stickstoffhaltigen Bestandteile der Pilze. Zürich. Agr.-chem. Lab. der techn. Hochschule. — *Zentralbl. Bakteriol.* (2) **34.** 566.

269. Wunder et Schapiro (A.). Sur la fusion de quelques terres rares avec les carbonates alcalins et la séparation du wolfram d'avec le fer, le glucinium et l'aluminium. Genève. Lab. de ch. anal. de l'Univ. — *Annales ch. anal.* **17.** 323.

270. Wunder (M.) et Thuringer (V.). Action de la diméthylglyoxime sur le platine. Genève. Lab. de ch. anal. de l'Univ. — *Annales ch. anal.* **17.** 328.

271. Zaleska-Mazurkiewicz (Zofja). Synthese des 9.9-Diphenyl-1.4-naphthochinomethans (p-Naphthofuchsons) und verwandter Verbindungen. *Dissert.* Freiburg (Prof. Bistrzycki).

Octobre

272. Baudisch (Oskar). Ueber Nitrat und Nitrit-Assimilation. Zürich. Chem. Inst. der Univ. — *Berichte* **45.** 2879.

273. Bredig (G.) und Fiske (P. S.). Durch Katalysatoren bewirkte asymmetrische Synthese. Zürich. Lab. für physikal. Ch. der techn. Hochschule. — *Biochem. Zeitschr.* **46.** 7.

274. Chodat (R.). Les pigments des végétaux. Genève. — *Arch. des Sc. phys. et nat.* **34.** 315.

275. Dhéré (C.) et Rogowski (W. de). Sur l'absorption des rayons ultraviolets par les chlorophylles α et β et par la chlorophylle cristallisée. Fribourg. — *Comptes rendus* **155.** 653.

276. Fiske (Paul Southard). Durch Katalysatoren bewirkte asymmetrische Synthese. *Dissert.* Zürich (Prof. Bredig).

277. Gottlieb (Emanuel). Ueber ein recentes und recent-fossiles Dammarharz aus Mittel-Borneo. *Dissert.* Bern (Prof. Tschirch).

278. Guillermin (J. R. Paul). La tropacocaïne, étude pharmacodynamique. *Thèse.* Genève (Prof. Mayor).

279. Kehrmann (F.) und Günther (M.). Ueber die Aether des Oxy-hydrochinonbenzeins. Lausanne. Organ. Lab. der Univ. — *Berichte* **45.** 2884.

280. Kehrmann (F.) und Masslenikoff. Ueber die Einwirkung von Essigsäureanhydrid auf 1-Amino-aposafranon. Lausanne. Organ. Univ.-Lab. — *Berichte* **45.** 2891.

281. Kehrmann (F.) und Sava (Georges A.). Ueber aromatische Sulfinbasen. Lausanne. Organ. Lab. der Univ. — *Berichte* **45.** 2895.

282. Kohlschütter (V.). Der Einfluss der Gasart auf die Zerstäubung durch Kanalstrahlen. Bern. — *Zeitschr. Elektroch.* **18.** 837.

283. Lebedew (Peter P.). Ueber die Schwefelbleielektrode und über die Passivität des Bleies. Zürich. Lab. für physikal. Ch. der techn. Hochschule. — *Zeitschr. Elektroch.* **18.** 891.

284. Lunge (Georg) und Köhler (Hippolyt). Die Industrie des Steinkohlenteers und des Ammoniaks. 5. Aufl. (Braunschweig) Zürich.

285. Madinaveitia (Antonio). Zur Kenntnis der Katalase. *Dissert.* Zürich (Prof. Willstätter).

286. Niggli (Paul). Die Gasmineralisatoren im Magma. Zürich. Min.-petr. Inst. der techn. Hochschule. — *Zeitschr. anorg. Ch.* **75.** 161 ; **77.** 321.

287. Ott (Erwin). Notiz über die Einwirkung von Metallen auf Alkyl-dichloramine. Zürich. Chem. Inst. der Univ. — *Berichte* **45.** 2922.

288. Ott (Erwin). Ueber symmetrische und asymmetrische Dicarbonsäurechloride. Zürich. Chem. Inst. der Univ. — *Annalen* **392.** 245.

289. Oulevay (A.). Contribution à l'étude du phéno-2.3-naphtocarbazol. Dosage du chlorure de sodium dans l'urine au moyen du persulfate de potassium. *Thèse.* Lausanne (Prof. Brunner et Kehrmann).

290. Perelstein (Mendel). Ueber einige vom Pyrogallol sich ableitende Styrylcumarone. *Dissert.* Bern. (Prof. Tambor).

291. Pfeiffer (P.) und Modelski (J. v.). Verhalten der Aminosäuren und Polypeptide gegen Neutralsalze. Zürich. Chem. Univ.-Lab. — *Zeitschr. physiol. Ch.* **81.** 329.

292. Pusanow (Helene). Bestimmungen von Ca, Mg, S, P und Cl im Blute von Gesunden und Kranken. *Dissert.* Zürich (Prof. Eichhorst).

293. Reich (Siegmund), Wetter (Otto) und Widmer (Max). Ueber das 2.4.6-Trinitro-benzylbromid und seine Derivate. Genf. Anorg. und org. Lab. der Univ. *Berichte* **45.** 3055.

294. Reichinstein (D.). Quantitative Untersuchung über den Einfluss des Säuregehalts des Elektrolyten auf die chemische Polarisation der umkehrbaren Elektrode Cu Cu··. Zürich. Chem. Univ.-Lab. — *Zeitschr. Elektroch.* **18.** 850.

295. Reinhold (Hedwig). Ueber einige Fälle von Nahrungsmittelvergiftungen. *Dissert.* Zürich (Prof. Silberschmidt).

296. Reverdin (Frédéric). Sur les deux trinitro-p-anisidines isomères et sur une trinitro-p-phénétidine. Genève. — *Archives des Sc. phys. et nat.* **34.** 330.

297. Schmid (H.). Verbesserter Soxhletscher Extraktionsaufsatz. Bern. — *Chem.-Zeitung.* **36.** 1249.

298. Schobel (Heinrich). Ueber das Methylpulegen. *Dissert.* Basel (Prof. Rupe).

299. Schulze (E.) und Trier (G.). Ueber die allgemeine Verbreitung des Cholins. Zürich. Agr.-chem. Lab. der techn. Hochschule. — *Zeitschr. physiol. Ch.* **81.** 53.

300. Steinberg (Jacob). Beiträge zur Kenntnis des Isothionins. *Dissert.* Lausanne (Prof. Kehrmann).

301. STRZYZOWSKI (Casimir). Ueber den Uebergang von Quecksilber in die Haarsubstanz nach subcutaner Quecksilber-Einführung bei Lues-Kranken. Ein Beitrag zur Ermittelung von ganz geringen Quecksilbermengen auf mikrochemischem Wege. Lausanne. — *Chem.-Zeitung* **36.** 1237.

302. TREADWELL (F. P.) und MEYER (V.). Tabellen zur qualitativen Analyse (Berlin) Zürich.

303. TREADWELL (F. P.) et MEYER (V.). Guide pratique pour l'analyse qualitative (Paris) Zurich.

304. TRIER (G.). Ueber die Umwandlung von Aminoäthylalkohol (Colamin) in Cholin. Zürich. Agr.-chem. Lab. der techn. Hochschule. — *Zeitschr. physiol. Ch.* **80.** 409.

305. TUNMANN (O.). Kleinere Beiträge zur Pflanzenmikrochemie. Bern. — *Pharm. Zentralhalle* **53.** 1175.

306. WERNER (A.). Ueber Spiegelbild-Isomerie bei Chromverbindungen. Zürich. Univ.-Lab. — *Berichte* **45.** 3061.

307. WUNDER et STOÏCOFF (A.). Détermination volumétrique du fer dans des ferro-alliages par titrage à l'aide du permanganate de potassium en solution phosphorique. Genève. Lab. de ch. anal. de l'Univ. — *Annales ch. anal.* **17.** 361.

308. WUNDER et WENGER (Paul). Nouvelle méthode de séparation du glucinium et de l'aluminium. Genève. Lab. de ch. anal. de l'Univ. — *Annales ch. anal.* **17.** 363.

309. ZWICKY (H. Kaspar). Ueber Perborate und ihre technische Verwendung. *Dissert.* Zürich (Prof. Bosshard).

Novembre

310. ACKERMANN (Edwin) und VALENCIEN (Charles). Ueber das Kupfersulfat-Serum der Milch nach H. Lythgoe. Genf. Kanton. Lab. — *Zeitschr. Unters. Nahrungsmittel* **24.** 612 und *Schweiz. Wochenschr.* **50.** 774.

311. BARAGIOLA (W. I.) und GODET (Ch.). Die Wertung der Milchsäure bei der Weinbeurteilung. Wädenswil. Schweiz. Versuchsanstalt. — *Mitt. Lebensmittelunters.* **3.** 235.

312. BATTELLI (F.) und STERN (L.). Oxydation des p-Phenylendiamins durch die Tiergewebe. Genf. Physiol. Inst. der Univ. — *Biochem. Zeitschr.* **46.** 317.

313. BATTELLI (F.) und STERN (L.). Einfluss verschiedener Faktoren auf die Oxydation des p-Phenylendiamins durch die Tiergewebe. Genf. Physiol. Inst. der Univ. — *Biochem. Zeitschr.* **46.** 343.

314. BATTELLI (F.) und STERN (L.). Zur Nomenklatur der Polyphenoloxydasen. Genf. Physiol. Inst. der Univ. — *Biochem. Zeitschr.* **46.** 395.

315. Baudisch (Oskar) und Klinger (Gabriel). Ueber eine neue gasanalytische Methode zur Bestimmung von Stickoxyd. Zürich. Chem. Inst. der Univ. — *Berichte* **45.** 3231.

316. Baume (G.) et Wourtzel (E.). Sur la compressibilité des gaz. Genève. Lab. de ch. physique de l'Univ. — *J. ch. phys.* **10.** 520.

317. Baur (Emil) und Ehrenberg (H.). Ueber neue Brennstoffketten. Zürich. Techn. Hochschule.— *Zeitschr. Elektroch.* **18.** 1002.

318. Bosshard (E.) und Horst (C.). Untersuchung über die Schwefelbestimmung im Leuchtgas nach der Methode von Dickert. Zürich. Techn.-chem. Lab. der techn. Hochschule. — *J. für Gasbeleuchtung* **55.** 1093.

319. Brun (A.). La genèse des granites. Genève. — *Eclogae geol. helv.* **12.** 172.

320. Cardoso (E.). Contribution à l'étude du point critique. Genève. Lab. de ch. phys. de l'Univ. *J. Ch. phys.* **10.** 470.

321. Cardoso (E.) et Arni (E.). Constantes critiques de l'éthylène, du protoxyde d'azote et de l'hydrogène sulfuré. Genève. Lab. de ch. phys. de l'Univ. — *J. ch. phys.* **10.** 504.

322. Cardoso (E.) et Baume (Georges). Constantes critiques de l'acétylène et du cyanogène. Genève. Lab. de ch. phys. de l'Univ. — *J. ch. phys.* **10.** 509.

323. Cardoso (E.) et Bell (R.). Constantes critiques de l'éthane, de l'anhydride carbonique et de l'anhydride sulfureux. Genève. Lab. de ch. phys. de l'Univ. — *J. ch. phys.* **10.** 497.

324. Cardoso (E.) et Germann (A. F. O.). Constantes critiques de l'acide chlorhydrique. Genève. Lab. de ch. phys. de l'Univ. — *J. ch. phys.* **10.** 517.

325. Cardoso (E.) et Giltay (A.). Constantes critiques de l'ammoniaque. Genève. Lab. de ch. phys. de l'Univ. — *J. ch. phys.* **10.** 514.

326. Debye (P.). Zur Theorie der spezifischen Wärmen. Zürich. — *Ann. der Physik* **39.** 789.

327. Eder (Robert). Ueber Mikrosublimation von Alkaloiden im luftverdünnten Raum. Zürich. Pharm. Abt. der techn. Hochschule. — *Vierteljahrschr. der naturf. Ges. in Zürich* **57.** und *Dissert.* Zürich (Prof. Hartwich).

328. Fellenberg (Th. v.). Untersuchung von Bleiniederschläge in Wein ; Pentose- und Methylpentosebestimmungen in Trauben und Wein. Bern. Lab. des schweiz. Gesundheitsamtes. — *Mitt. Lebensmittelunters.* **3.** 213.

329. Fellenberg (Th. v.). Ueber eine Farbenreaktion des Weines. Bern. Lab. des schweiz. Gesundheitsamtes.— *Mitt. Lebensmittelunters.* **3.** 228.

330. Fellenberg (Th. v.). Die Bestimmung der höhern Alkohole im Wein. Bern. Lab. des schweiz. Gesundheitsamtes. — *Mitt. Lebensmitteluntors.* **3.** 231.

331. Fichter (Fr.), Stutz (Karl) und Grieshaber (Fritz). Ueber die elektrolytische Bildung von Harnstoff und von Acetamidin-nitrat. Basel. Anorg. Abt. der chem. Anstalt. — *Verh. der naturf. Ges. in Basel* **23.** 222.

332. Gohl (Hermann). Ueber Wasserreinigung mit Baryumcarbonat. *Dissert.* Zürich (Prof. Bosshard).

333. Hillen (Gustav). Ueber Kautschuk-und Guttapercha-Harze. *Dissert.* Bern (Prof. Tschirch).

334. Isler (Max). Ueber die zwei Komponenten des Chlorophylls. *Dissert.* Zürich (Prof. Willstätter).

335. Kassatkine (Dimitri). Sur quelques dérivés de l'écarlate Ciba G. *Thèse.* Genève (Dr Ferrario).

336. Kaufmann (Adolf), Peyer (Heinrich) und Kunkler (Max). Ueber 4-Chinolyl-Ketone. Genf. Organ. Lab. der Univ. — *Berichte* **45.** 3090.

337. Kreis (Hans). Ueber den Nachweis und die Bestimmung der Ameisensäure in Sirupen. Basel. Lab. des Kantonschemikers. — *Mitt. Lebensmitteluntors.* **3.** 266.

338. Kym (O.) und Ratner (L.). Zur Kenntnis substituierter α-Hydroxyl-und α-Methyl-benzimidazole. Zürich. Univ.-Lab. — *Berichte* **45.** 3238.

339. Masslenikoff (Alexei). Beiträge zur Kenntnis der Isosafranine. *Dissert.* Lausanne (Prof. Kehrmann).

340. Müller (Wilhelm). Ueber den Einfluss der Behandlung der Milch auf ihre Labfähigkeit. Liebefeld-Bern. Schweiz. milchwirtschaftl. Anstalt — *Biochem. Zeitschr.* **46.** 94 und *Molkerei-Zeitung* **22.** 530.

341. Pylkoff (Zénaïde). Contributions à la connaissance des modes de formation et des propriétés du chlorure de nitrosyle. *Thèse.* Genève (Prof. Guye).

342. Reverdin (Frédéric). Analyse des matières colorantes organiques. Genève. — *Arch. des Sc. phys. et nat.* **34.** 339. 426.

343. Rüdisüle (A.). Nachweis, Bestimmung und Trennung der chemischen Elemente (Bern) Zug.

344. Seréjenko (Vladimir). Sur quelques colorants azoïques à mordants dérivant de la p-anisidine, nitro-2-p-anisidine et nitro-3-p-anisidine. *Thèse.* Genève (Dr Ferrario).

345. Schmidlin (Julius). Ueber Tri-biphenyl-methyl. Zürich. Chem. Lab. der techn. Hochschule. — *Berichte* **45.** 3171.

346. Schmidlin (Julius) und Bergmann (Maximilian). Die Autoxydation des Trinaphthyl-carbinols. Zürich. Chem. Lab. der techn. Hochschule. — *Berichte* **45.** 3203.

347. Schmidlin (Julius) und Garcia-Banus (Antonio). Phenyl-biphenyl-naphthyl-methyl. Zürich. Chem. Lab. der techn. Hochschule. — *Berichte* **45.** 3183.

348. Schmidlin (Julius) und Garcia-Banus (Antonio). Reduktion aromatischer Alkohole mittels aliphatischer Alkohole. Zürich. Chem. Lab. der techn. Hochschule. — *Berichte* **45.** 3188.

349. Schmidlin (Julius) und Garcia-Banus (Antonio). Isomere und tautomere organische Magnesiumverbindungen. Zürich. Chem. Lab. der techn. Hochschule. — *Berichte* **45.** 3193.

350. Siegel (Alexis). Contribution à l'étude de la laine. *Thèse.* Lausanne (Prof. Pelet).

351. Tourpaian (Melcon). Sur le poids du litre normal des gaz chlore et tétrafluorure de silicium. *Thèse.* Neuchâtel (Prof. Jaquerod).

352. Tunmann (O.). Bemerkungen über Radix Gentianae. Bern. — *Apotheker-Zeitung* **27.** 918.

353. Werner (A.) und Cutcheon (Mc). Zur Kenntnis des asymmetrischen Kobaltatoms. Zürich. Univ.-Lab. — *Berichte* **45.** 3281.

354. Werner (A.) und Shibata (Yuji). Zur Kenntnis des asymmetrischen Kobaltatoms. Zürich. Univ.-Lab. — *Berichte* **45.** 3287.

355. Werner (A.) und Tschernoff (G.). Zur Kenntnis des asymmetrischen Kobaltatoms. Zürich. Univ.-Lab. — *Berichte* **45.** 3294.

OBSERVATIONS MÉTÉOROLOGIQUES

FAITES A

L'OBSERVATOIRE DE GENÈVE

PENDANT LE MOIS

DE FÉVRIER 1913

Le 1, pluie dans la nuit.
2, pluie dans la nuit, à 7 h. et à 10 h. du matin ; éclair et tonnerre à 6 h. 45 m. du matin.
3, pluie dans la nuit et à 7 h. du matin.
4, légère gelée blanche le matin.
5, forte gelée blanche le matin ; brouillard l'après-midi.
6, brouillard le matin et le soir.
7, brouillard le matin et le soir.
8, pluie à 1 h. du soir.
les 9, 10, 11 et 12, gelée blanche le matin.
le 12, forte bise à 4 h. du soir.
14, gelée blanche le matin : très forte bise pendant tout le jour.
15, forte bise le matin.
17, neige à 9 h. du soir.
18, neige dans la nuit, à 7 h. et à 10 h. du matin : hauteur 6 cm.
19, neige à 9 h. du soir.
les 24, 25 et 26, forte gelée blanche le matin.
le 27, neige dans la nuit : pluie et neige le matin, à 1 h. et à 4 h. du soir : hauteur de la neige 3 cm.
28, pluie dans la nuit et à 7 h. du matin.

Hauteur totale de la neige : 9 cm. tombée en deux jours.

GENÈVE — FÉVRIER 1913

Jour du mois	Pression atmosphérique 700mm + 7 h.	1 h.	9 h.	Moyenne 8 Obs.	Ecart av. la norm.	Barographe Min.	Barographe Max.	Vent 7 h.	Vent 1 h.	Vent 9 h.	Vent Dominant	Vit. moy. kil. h.	Nébulosité 7 h.	Nébulosité 1 h.	Nébulosité 9 h.	Nébulosité Moy. 6 obs.	Durée d'insolation	Pluie Hauteur 24 h.	Pluie Nombre d'heures
	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm										h.	mm.	
1	28.8	26.4	23.6	26.90	− 0.55	22.8	29.3	SW. 1	SW. 1	SW. 2	SW. 1	1.2	6	9	7	8	0.0	9.0	8
2	23.6	30.2	33.7	27.81	+ 0.40	19.8	34.6	SW. 2	S. 1	SSW. 1	SW. 1	4.8	10	7	1	5	4.8	1.7	3
3	35.7	37.3	38.6	37.06	+ 9.70	31.6	39.7	WNW.1	WNW.1	SW. 0	calme	0.4	10	5	4	5	5.7	....	....
4	39.7	38.4	36.5	38.53	+11.22	36.2	39.8	SSW. 0	N. 0	N. 0	calme	1.0	7	2	0	3	6.8	....	....
5	34.5	32.6	29.8	33.29	+ 6.03	29.8	38.2	N. 0	NNE. 0	N. 0	calme	1.3	3	8	10	8	3.3	....	....
6	31.1	32.1	34.0	31.96	+ 4.75	30.2	35.2	SW. 1	NE. 1	E. 0	calme	1.1	10	10	10	10	0.0	....	....
7	37.5	37.0	36.0	36.54	+ 9.38	35.2	37.6	E. 1	S. 0	SW. 0	var.	2.9	10	10	10	8	1.4	....	....
8	36.9	37.9	39.6	37.99	+10.88	36.6	40.2	SW. 1	SW. 1	NE. 0	var.	3.4	9	10	0	6	2.9	0.9	2
9	40.5	40.9	41.0	**40.59**	**+13.51**	40.0	**41.1**	WNW.0	NNE. 1	ENE. 1	ENE. 1	9.0	2	2	1	2	8.1	....	....
10	40.1	39.8	39.6	39.88	+12.88	38.8	40.5	ENE. 1	ESE. 1	N. 0	calme	1.3	10	5	0	5	4.9	....	....
11	39.0	38.4	38.1	38.64	+11.70	37.1	39.5	SSE. 1	SW. 0	WNW.1	var.	2.5	0	2	0	3	5.8	....	....
12	37.4	36.6	35.1	36.60	+ 9.72	35.0	38.3	WSW.1	NNE. 1	NE. 1	NE. 1	7.3	3	2	0	1	9.0	....	....
13	34.8	35.2	34.8	34.95	+ 8.13	34.2	35.3	NNE. 1	NNE. 1	NE. 1	NE. 1	1.9	0	0	1	0	9.1	....	....
14	31.2	28.5	26.9	29.66	+ 2.90	26.5	34.2	S. 1	NE. 3	NE. 3	NE. 3	**27.6**	2	1	0	1	**9.2**	....	....
15	27.9	29.0	28.8	28.35	+ 1.65	26.7	29.1	NE. 3	NNE. 1	NNE. 1	NE. 1	9.8	7	9	8	9	2.2	....	....
16	28.4	27.2	26.0	27.38	+ 0.71	25.5	28.5	ENE. 1	N. 1	NNE. 1	NNE. 1	9.2	9	3	0	3	6.6	....	....
17	24.1	22.5	21.2	23.11	− 3.47	**21.2**	25.5	NE 1	N. 1	NNE. 1	NE. 1	8.8	9	8	10	8	1.4	3.0	8
18	21.8	22.2	22.9	**22.06**	**− 4.46**	21.4	23.1	ENE. 1	ENE. 1	NE. 1	ENE. 1	6.7	10	10	8	10	0.0	0.9	3
19	23.1	23.0	25.0	23.67	− 2.79	23.0	25.2	NNE. 1	N. 1	ENE. 1	ENE. 1	7.9	3	4	10	6	7.2	0.2	1
20	24.3	23.2	23.2	23.61	− 2.78	21.7	25.2	ENE. 1	ENE. 1	ENE. 1	ENE. 1	1.7	10	5	10	8	5.6	....	....
21	23.8	21.4	26.1	24.59	− 1.74	23.4	27.1	ENE. 0	N. 1	N. 1	ENE 1	7.9	1	1	0	2	8.3	....	....
22	29.3	29.1	29.0	29.05	+ 2.78	27.4	30.5	ENE. 1	NNW. 1	NNE. 2	NNE. 3	26.2	2	4	1	3	6.8	....	....
23	32.8	31.8	32.0	31.75	+ 5.55	30.5	33.1	ENE. 1	ENE 1	NNW. 0	ENE 1	11.6	5	1	0	2	8.4	....	....
24	31.5	31.0	29.8	30.66	+ 4.52	29.5	31.9	WNW.0	N. 0	NNW. 0	calme	1.7	1	1	0	1	9.2	....	....
25	29.0	27.6	27.4	28.17	+ 2.09	27.1	29.2	WNW.0	N. 1	N. 0	calme	1.3	2	1	0	1	9.1	....	....
26	27.4	26.6	24.3	26.27	+ 0.26	23.5	27.8	N. 0	WSW.0	NNW. 0	calme	0.9	1	9	10	7	3.2	1.8	2
27	22.6	22.1	22.7	22.67	− 3.28	21.9	23.5	NNW. 0	NW. 0	NNW. 0	calme	1.2	10	10	9	10	0.0	**13.2**	**8**
28	24.2	25.3	25.7	24.94	− 0.95	23.4	26.1	NNW. 0	N. 1	NE. 1	N. 1	2.7	10	9	9	8	1.4	....	....
Mois	30.75	30.59	30.41	30.60	+ 3.76							5.94	5.9	5.3	4.4	5.1	140.3	30.7	35

GENÈVE — FÉVRIER 1913

Jour du mois	Température 7 h.	Température 1 h.	Température 9 h.	Température Moyenne 8 Observ.	Température Ecart avec la normale	Température Min.	Température Max.	Fraction de Saturation en 0/0 7 h.	Fraction de Saturation 1 h.	Fraction de Saturation 9 h.	Fraction de Saturation Moyenne 8 Obs.	Fraction de Saturation Ecart av. la norm.	Fraction de Saturation Min.	Fraction de Saturation Max.	Tempér. du Rhône Midi	Tempér. du Rhône Ecart avec la normale	Limnimètre
	°	°	°	°	°	°	°								°	°	mm.
1	+ 5.2	+ 9.4	+ 8.2	+ **7.34**	+ **6.89**	+ 1.7	+10.0	78	51	71	66	-18	48	80	6.5	+ 1.7	1470
2	7.0	5.2	3.2	5.94	+ 5.43	- 2.0	9.0	65	78	76	71	-13	50	88	—	—	1385
3	2.3	9.4	5.2	5.15	+ 4.57	- 1.8	**11.2**	81	66	90	78	- 6	58	94	6.0	+ 1.2	1180
4	+ 1.8	6.8	3.0	4.21	+ 3.56	+ 0.2	8.9	96	70	90	82	- 2	54	97	6.7	+ 1.9	1190
5	- 1.9	2.9	1.1	0.50	- 0.12	- 1.9	4.5	94	90	98	94	+10	84	98	6.0	+ 1.2	1445
6	+ 0.3	2.0	+ 1.8	1 30	+ 0.50	- 0.3	4 0	98	96	96	**97**	+13	96	98	6.0	+ 1.2	1460
7	0.0	1.8	- 0.2	0.86	- 0.01	- 1.5	4.2	98	96	98	96	+12	85	**99**	6.0	+ 1.2	1455
8	0.0	5.8	+ 3.6	2.70	+ 1.75	- 2 1	9.0	96	86	96	87	+ 4	56	98	6.0	+ 1.2	1450
9	+ 0.4	5.7	+ 1.8	3.31	+ 2 28	- 0 5	7.2	94	71	85	80	- 3	60	98	—	—	1435
10	- 0.4	2.7	- 2.2	0.38	- 0.73	- 3.2	5.4	96	77	96	90	+ 7	65	98	6.7	+ 1.8	1435
11	- 3.1	6.3	+ 7.0	2.10	+ 0.90	- 3.8	9.5	98	74	70	83	0	54	98	6.7	+ 1.8	1435
12	+ 2.0	8.4	5.8	5.39	+ 4.11	+ 1.0	9 2	96	61	16	70	-13	45	96	6.0	+ 1.1	1425
13	+ 1.8	6.8	1.4	4.15	+ 2.78	- 0.8	8.2	63	36	93	**56**	**-26**	**32**	93	6.0	+ 1.1	1365
14	- 2.1	7.4	5.4	3.20	+ 1.74	- 2.2	8.0	81	53	66	61	-18	47	81	6.0	+ 1.0	1345
15	- 0.8	0.9	1.4	0.95	- 0.60	- 1.0	3.0	76	66	56	69	-13	52	78	5.5	+ 0 5	1355
16	- 0.6	1.8	+ 1.2	+ 0.66	- 0.98	- 0.9	3.5	68	66	50	63	-19	50	78	—	—	1345
17	- 1.8	+ 0.4	- 1.0	- 0.69	- 2.43	- 2.1	1.5	89	90	84	84	+ 2	60	90	5.5	+ 0.5	1360
18	- 2.0	- 0.1	- 0 1	- 1.06	- 2.89	- 2 9	1.5	98	92	92	93	+12	82	98	5.5	+ 0.5	1325
19	- 3.8	+ 0.1	- 2.0	- **2.13**	- **4.06**	- 3.8	3.0	98	76	92	91	+10	70	98	5.6	+ 0.5	1325
20	- 2.6	2.1	- 0.4	- 0.41	- 2.44	- 3.4	4.6	96	91	89	91	+10	80	98	5.6	+ 0.5	1280
21	- 0.2	4.0	+ 2.4	+ 2.06	- 0.07	- 1 2	7.2	96	52	61	70	-11	47	96	6.0	+ 0.9	1290
22	- 1.8	1.0	- 0.2	- 0.23	- 2.16	- 2.0	3.0	96	98	96	96	**+16**	81	**99**	6.0	+ 0.8	1310
23	- 3.1	0.6	- 1.4	- 0.91	- 3.21	- 4.0	4.0	90	96	92	92	+12	82	96	—	—	1270
24	- 5.5	3.2	- 0.4	- 0.63	- 3.07	- **6.2**	5.2	87	81	78	79	- 1	45	96	5.0	+ 0.2	1285
25	- 5.5	4.4	+ 1.2	+ 0.26	- 2.28	- 5.7	7.5	93	54	78	73	- 7	36	95	5.5	+ 0.2	1280
26	- 1.6	6.0	3.2	1.48	- 1.17	- 4.6	8.0	96	50	80	75	- 5	46	97	5.5	+ 0.2	1210
27	+ 1.0	1.0	2.8	1.76	- 1.00	+ 0.5	3.5	96	98	96	91	+15	78	98	5.5	+ 0.2	1220
28	+ 1.4	+ 5.1	+ 3.6	+ 3.18	+ 0.31	+ 0 5	+ 6.5	95	82	82	88	+ 9	68	97	6.0	+ 0.6	1210
Mois	- 0.60	+ 3.97	+ 1.61	+ 1.82	+ 0.22	- 1.55	+ 6.08	90	75	82	81	- 1			5.91	+ 0.95	1366

MOYENNES DE GENÈVE. — FÉVRIER 1913

Correction pour réduire la pression atmosphérique de Genève à la pesanteur normale : + 0mm.02. — Cette correction n'est pas appliquée dans les tableaux.

Pression atmosphérique : 700mm +

	1 h m	4 h. m.	7 h. m.	10 h. m.	1 h. s.	4 h. s.	7 h. s.	10 h. s.	Moyennes
	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm
1re déc.	34.73	34.37	34.84	35.61	35.26	34.77	35.02	35.84	35.06
2e »	29.68	29.28	29.20	29.30	28.59	28.03	28.10	28.23	28.80
3e »	27.19	27.10	27.56	27.84	27.24	26.77	27.14	27.27	27.26
Mois	30.77	30.47	30.75	31.14	30.59	30.08	30.30	30.67	30.60

Température.

	1 h m	4 h. m.	7 h. m.	10 h. m.	1 h. s.	4 h. s.	7 h. s.	10 h. s.	Moyennes
	°	°	°	°	°	°	°	°	°
1re déc.	+ 2.30	+ 1.65	+ 1.47	+ 3.25	+ 5.17	+ 5.81	+ 3.67	+ 2.03	+ 3.17
2e »	− 0.14	− 1.05	− 1.33	0.86	3.38	4.14	2.79	1.08	1.22
3e »	− 1.31	− 2.04	− 2.29	0.69	3.20	4.96	3.00	0.76	0.87
Mois	+ 0.40	− 0.37	− 0.60	+ 1.66	+ 3.97	+ 4.97	+ 3.16	+ 1.33	+ 1.82

Fraction de saturation en %.

	1 h m	4 h. m.	7 h. m.	10 h. m.	1 h. s.	4 h. s.	7 h. s.	10 h. s.	Moyennes
1re décade	87	93	90	82	78	70	84	90	84
2e »	83	84	86	78	70	66	68	74	76
3e »	91	94	94	87	76	66	76	84	83
Mois	87	90	90	82	75	68	76	82	81

Dans ce mois l'air a été calme 357 fois sur 1000

Le rapport des vents $\frac{NNE}{SSW} = \frac{68}{16} = 4.25$

Moyennes des 3 observations (7h, 1h, 9h)

	mm
Pression atmosphérique	30.58
Nébulosité	5.2
Température $\frac{7+1+9}{3}$	+ 1°.66
Température $\frac{7+1+2\times 9}{4}$	+ 1°.65
Fraction de saturation	82 %

Valeurs normales du mois pour les éléments météorologiques, d'après Plantamour :

		mm
Press. atmosphér.	(1836-1875)	26.84
Nébulosité	(1847-1875)	6.7
Hauteur de pluie	(1826-1875)	36mm.5
Nombre de jours de pluie	(id.)	8
Température moyenne	(id.)	+ 1°.60
Fraction de saturat.	(1849-1875)	82 %

Observations météorologiques faites dans le canton de Genève

Résultats des observations pluviométriques

Station	CÉLIGNY	COLLEX	CHAMBESY	CHATELAINE	SATIGNY	ATHENAZ	COMPESIÈRES
Hauteur d'eau en mm.	48.2	39.8	34.2	37.9	47.8	44.7	32.9

Station	VEYRIER	OBSERVATOIRE	COLOGNY	PUPLINGE	JUSSY	HERMANCE
Hauteur d'eau en mm.	31.4	30.7	27.3	—	26.6	31.2

Insolation à Jussy : 122.3

OBSERVATIONS MÉTÉOROLOGIQUES

FAITES AU

GRAND SAINT-BERNARD

PENDANT LE MOIS

DE FÉVRIER 1913

Les 1 et 2, neige et fort vent.
le 3, neige et forte bise.
9, neige.
14, très forte bise.
les 17, 18, 19 et 20, très fort vent.
17, 18, brouillard.
le 18, neige.
21, neige.
27, neige.
28, brouillard.

GRAND SAINT-BERNARD — FÉVRIER 1913

Jour du mois	Pression atmosphérique 500mm + 7 h.	1 h.	9 h.	Moyenne 3 Obs.	Ecart av. la norm.	Barographe Min.	Barographe Max.	Vent 7 h.	Vent 1 h.	Vent 9 h.	Vent Dominant	Nébulosité 7 h.	Nébulosité 1 h.	Nébulosité 9 h.	Nébulosité Moyenne 3 Obs.	Pluie Hauteur (24 h.)	Neige Hauteur (24 h.)
	mm.	mm.	mm.	mm.	mm.	mm.	mm.									mm.	cm.
1	63.2	63.2	62.7	63.0	+ 2.6	61.8	63.3	SW. 0	SW. 1	SW. 3	SW. 1	9	10	3	7	7.9	12
2	60.0	61.9	64.2	62.0	+ 1.6	60.0	66.3	SW. 3	NE. 1	NE. 1	NE. 1	10	10	0	7	13.1	16
3	68.0	68.9	71.1	69.5	+ 9.1	66.3	72.0	NE. 1	NE. 3	NE. 2	NE. 2	10	8	0	6	1.1	3
4	72.5	72.5	72.3	72.4	+ 12.1	72.0	72.5	NE. 1	NE. 0	NE 0	NE. 0	3	0	0	1	....	....
5	70.0	69.0	67.5	68.8	+ 8.5	66.7	71.8	NE. 0	SW. 1	SW. 1	SW. 1	0	0	3	1	....	....
6	65.9	66.5	68.1	66.8	+ 6.5	65.8	69.0	SW. 2	SW. 1	NE. 1	SW. 1	0	0	0	0	....	....
7	69.4	70.3	71.2	70.3	+ 10.1	69.0	71.2	NE. 0	NE. 0	NE. 1	NE. 0	0	3	0	1	....	....
8	70.6	69.3	70.3	70.1	+ 9.9	69.3	70.9	NE. 0	NE. 1	NE. 3	NE. 1	3	9	9	7	1.3	3
9	72.1	72.6	73.7	72.8	+ 12.6	71.4	73.7	NE. 0	NE. 1	NE 1	NE. 1	0	1	0	0	....	....
10	73.5	74.0	74.2	**73.9**	+ 13.8	73.5	**74.2**	NE. 0	NE. 0	NE. 0	NE. 0	0	0	0	0	....	....
11	73.3	72.9	73.0	73.1	+ 13.0	72.8	73.8	NE 0	NE. 1	NE. 0	NE. 0	3	1	5	3	. .	....
12	71.3	70.1	69.1	70.2	+ 10.1	68.6	72.1	NE. 1	NE. 1	NE. 1	NE. 1	2	1	0	1	....	....
13	67.7	68.2	68.0	68.0	+ 8.0	67.7	68.6	NE. 1	NE. 0	NE. 1	NE. 1	0	0	0	0	....	...
14	63.3	61.5	60.6	61.8	+ 1.8	60.4	65.4	NE. 3	NE. 3	NE. 2	NE. 3	1	2	0	1	....	....
15	60.3	60.7	60.8	60.6	+ 0.6	60.2	60.8	NE. 0	NE. 1	NE. 2	NE. 1	0	0	0	0	....	...
16	59.4	59.1	58.1	58.9	- 1.1	57.6	59.8	NE. 2	NE. 1	NE. 1	NE. 1	0	0	0	0	....	....
17	55.2	54.0	54.9	**54.7**	- **5.2**	**54.0**	57.6	SW. 0	SW. 3	SW. 3	SW. 2	1	10	10	7	3.9	3
18	55.4	56.3	57.1	56.3	- 3.6	55.2	57.1	SW. 2	SW. 3	SW. 1	SW. 3	10	10	0	7	....	... .
19	56.4	56.7	57.5	56.8	- 3.1	56.3	57.8	SW. 2	SW. 0	SW. 3	SW. 2	0	3	9	4	....	...
20	57.8	58.3	58.8	58.3	- 1.5	57.8	58.8	SW. 3	SW. 4	SW. 4	SW. 4	8	10	10	9	0.6	1
21	58.5	59.1	60.3	59.4	- 0.4	58.4	60.5	SW. 2	SW. 0	SW. 0	SW. 1	9	0	0	3	....	....
22	60.7	60.7	62.0	61.1	+ 1.3	60.5	63.1	SW. 0	SW. 0	SW. 0	SW. 0	0	0	3	1	....	...
23	63.6	64.6	65.1	64.1	+ 4.6	63.1	65.1	SW. 0	SW. 1	NE. 1	SW. 0	0	0	0	0	....	....
24	65.0	65.7	65.7	65.5	+ 5.7	65.0	65.7	NE. 1	SW. 1	SW. 1	SW. 1	0	0	0	0	.. .	....
25	64.3	64.5	64.1	64.3	+ 4.6	63.0	65.1	SW. 0	NE. 1	SW. 1	var.	0	0	0	0	....	....
26	62.4	62.1	61.0	61.8	+ 2.1	59.4	63.0	SW. 1	SW. 1	SW. 1	SW. 1	0	0	0	0	....	....
27	58.6	58.3	58.3	58.4	- 1.3	58.3	59.4	NE. 1	SW. 1	NE 1	NE. 1	4	10	10	8	**14.1**	**20**
28	58.3	59.1	60.7	59.4	- 0.3	58.3	60.8	NE. 1	NE. 1	NE. 1	NE. 1	10	10	10	10	....	....
Mois	61.17	64.30	64.67	61.38	+ 4.11							3.0	3.5	2.6	3.0	12.3	58

Jour du mois	Température							Fraction de saturation en %					
	7 heures	1 heure	9 heures	Moyenne 3 Observ.	Ecart avec la normale	Minimum	Maximum	7 h.	1 h.	9 h.	Moyenne 3 Obs.	Min.	Max.
	°	°	°	°	°	°	°						
1	− 8.4	− 5.2	− 6.8	− 6.8	+ 2.3	− 10.1	− 3.6	74	85	95	85	66	97
2	− 4.2	− 7.8	− 12.8	− 8.3	+ 0.8	− 13.5	− 3.0	96	96	96	96	94	96
3	− 8.1	− 5.2	− 7.1	− 7.0	+ 2.0	− 10.0	− 4.8	95	95	71	87	56	96
4	− 5.2	− 0.4	− 4.0	− 3.2	+ 5.8	− 7.4	− 0.0	78	45	44	56	25	81
5	− 1.6	− 2.0	− 1.5	− 2.7	+ 6.3	− 4.8	− 1.2	18	52	58	53	36	65
6	− 7.0	− 4.4	− 7.9	− 6.1	+ 2.6	− 8.3	− 3.6	77	78	94	83	65	96
7	− 7.6	− 2.7	− 4.8	− 5.0	+ 1.0	− 8.2	− 0.8	68	32	12	47	23	80
8	− 4.9	− 4.6	− 10.2	− 6.6	+ 2.1	− 11.1	− 1.0	30	47	96	58	24	96
9	− 9.2	− 2.3	− 4.4	− 5.3	+ 3.7	− 12.0	− 1.7	27	14	35	**25**	**10**	66
10	− 3.4	+ 1.8	− 1.7	− **1.1**	+ **7.8**	− 3.8	+ **2.6**	28	32	49	36	22	54
11	− 1.5	+ 0.2	− 2.3	− 1.2	+ 7.7	− 2.5	+ 1.4	39	43	72	51	35	73
12	− 4.0	− 2.4	− 5.6	− 4.0	+ 4.9	− 5.8	− 1.2	70	49	61	60	38	78
13	− 6.7	− 3.8	− 5.8	− 5.4	+ 4.5	− 7.1	+ 0.8	60	41	38	48	26	62
14	− 9.8	− 8.5	− 10.0	− 9.4	− 0.6	− 10.0	− 6.2	60	84	93	79	31	94
15	− 9.8	− 5.0	− 10.6	− 8.5	+ 0.3	− 11.0	− 3.1	59	23	87	56	17	88
16	− 12.6	− 7.9	− 11.8	− 10.8	− 2.0	− 12.8	− 7.2	81	59	81	74	44	83
17	− 13.2	− 13.9	− 18.0	− 15.0	− 6.2	− 18.5	− 12.4	40	98	99	79	33	99
18	− 19.2	− 16.7	− 16.2	− **17.4**	− **8.7**	− **19.4**	− 15.0	99	98	98	98	97	100
19	− 11.0	− 11.6	− 13.5	− 12.0	− 3.3	− 15.0	− 8.8	51	79	96	75	38	97
20	− 12.8	− 11.4	− 11.4	− 11.9	− 3.3	− 13.0	− 10.6	98	98	99	98	97	100
21	− 10.5	− 7.8	− 9.2	− 9.2	− 0.6	− 10.6	− 5.0	98	68	68	78	46	99
22	− 10.4	− 3.6	− 10.3	− 8.1	+ 0.5	− 10.5	− 2.7	64	52	81	66	45	84
23	− 11.1	− 5.4	− 10.6	− 9.0	− 0.5	− 11.4	− 3.6	42	26	37	35	13	82
24	− 12.6	− 8.1	− 11.0	− 10.6	− 2.1	− 12.6	− 6.8	44	49	59	51	35	62
25	− 9.2	− 5.2	− 8.6	− 7.7	+ 0.7	− 10.6	− 3.1	23	31	52	35	14	56
26	− 10.2	− 8.2	− 11.2	− 9.9	− 1.5	− 11.4	− 5.4	28	46	82	52	12	85
27	− 11.8	− 8.1	− 7.8	− 9.3	− 1.0	− 12.1	− 2.7	72	94	100	89	65	100
28	− 8.8	− 6.3	− 9.4	− 8.2	+ 0.1	− 9.8	− 5.6	100	100	100	100	86	100
Mois	− 8.75	− 5.96	− 8.85	− 7.85	+ 0.76	− 10.47	− 1.08	62	61	74	66		

MOYENNES DU GRAND SAINT-BERNARD. — FÉVRIER 1913

Correction pour réduire la pression atmosphérique du Grand Saint-Bernard à la pesanteur normale : — 0mm.22. — Cette correction n'est pas appliquée dans les tableaux.

Pression atmosphérique : 500mm + / **Fraction de saturation en %**

	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne
	mm	mm	mm	mm				
1re décade	68.52	68.82	69.56	68.97	62	58	68	63
2e »	62.01	61.78	61.79	61.86	66	67	82	72
3e »	61.43	61.80	62.15	61.80	59	58	72	63
Mois	64.17	64.30	64.67	64.38	62	61	74	66

Température.

	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne. $\frac{7+1+9}{3}$	Moyenne. $\frac{7+1+2\times 9}{4}$
	°	°	°	°	°
1re décade	— 5.99	— 3.28	— 6.45	— 5.24	— 5.54
2e »	— 10.06	— 8.10	— 10.52	— 9.56	— 9.80
3e »	— 10.57	— 6.63	— 9.76	— 8.99	— 9.18
Mois	— 8.75	— 5.96	— 8.85	— 7.85	— 8.10

Dans ce mois l'air a été calme 286 fois sur 1000

Le rapport des vents $\frac{NE}{SW} = \frac{46}{53} = 0.87$

Pluie et neige dans le Val d'Entremont.

Station	Martigny-Ville	Orsières	Bourg-St-Pierre	St-Bernard
Eau en millimètres....	27.8	8.7	12.0	42.3
Neige en centimètres ...	4	15	17	58

RÉSISTANCE ÉLECTRIQUE

DES

PELLICULES DE SAVON

PAR

Auguste HAGENBACH[1]
Professeur à l'Université de Bâle

Une des nombreuses méthodes servant à déterminer les dimensions des molécules ainsi que le rayon de leur sphère d'action consiste à étudier les pellicules les plus minces capables d'exister sans solution de continuité. Ces pellicules s'obtiennent en étalant une gouttelette sur un liquide mouillant, comme par exemple de l'huile sur de l'eau ou sur du mercure, ou bien en formant des lames minces offrant une résistance suffisamment grande comme les bulles de savon. On a toujours considéré comme particulièrement intéressante la couche la plus mince, car elle est intimement liée à la sphère d'action moléculaire. A ce sujet les opinions divergent sensiblement, mais nous ne nous étendrons pas ici sur ce point.

Les mesures d'épaisseurs des lames minces peuvent se faire par le procédé optique des couleurs de Newton tant que les dimensions ne tombent pas en dessous de 100 $\mu\mu$, car à partir de cette limite les teintes caractéristiques font défaut. Pour la mesure des lames de savon les plus minces qui en lumière réfléchie donnent le phénomène de la tache noire on a imaginé différents procédés. On peut, comme l'ont fait Reinold et Rücker[2]

[1] Traduit par M. H. Veillon.

[2] A. W. Reinold et A. W. Rücker. *Proc. Roy. Soc.*, London, 1877, **26**, p. 334; *Phil. Trans. Roy. Soc.*, London, 1881, **31**, p. 524; 1883, **35**, p. 149; *Phil. Mag.*, 1885, **29**, p. 94; *Phil. Trans. R. S.*, London, 1886, **40**, p. 44; *Wied. Ann.*, 1891, **44**, p. 778; *Phil. Trans. R. S.*, London. 1893, **184**, p. 505.

ou Johonnot[1] disposer une grande quantité de lames parallèlement les unes aux autres, pour mesurer l'épaisseur totale et diviser ensuite par le nombre des lames. Drude se servit de lumière polarisée et détermina les épaisseurs par les différences relatives de phase et d'amplitude.

A côté de ce procédé optique il existe encore un procédé électrique consistant à étudier la résistance électrique des lames. Les savants déjà nommés, Reinold et Rücker, se sont livrés à de très longues recherches dans ce sens et ont pu comparer les résultats avec ceux que leur avait fourni la méthode optique. Leurs observations portèrent principalement sur la tache noire et ils établirent que les deux procédés ne fournissent pas dans chaque cas des valeurs concordantes. Pour mesurer électriquement une épaisseur de couche on commence par mesurer la résistance d'une lame d'épaisseur suffisante pour que l'on puisse admettre que l'épaisseur déduite de cette résistance par l'intermédiaire de la résistance spécifique préalablement connue concorde exactement avec l'épaisseur mesurée optiquement; on mesure ensuite la résistance dans la tache noire. enfin une simple division donnera le rapport des deux épaisseurs. Pour simplifier le langage nous parlerons de l'épaisseur optique et de l'épaisseur électrique. Nommons W_d la résistance pour l'épaisseur optique d et W_s celle dans la tache noire, nous aurons pour l'épaisseur électrique S_e de la tache noire $S_e = \frac{W_d}{W_s}$. Or, Reinold et Rücker trouvèrent que l'épaisseur optique S_o était pour certaines solutions de savon égale à l'épaisseur électrique S_e, tandis que pour d'autres solutions elle était inférieure, mais jamais supérieure.

On aurait donc :

$$S_o \leqq S_e \leqq \frac{W_d}{W_e}.$$

Cela revient à dire qu'une valeur S_e calculée au moyen de W_e sera au plus trop grande, mais jamais trop petite. Autrement dit W_e est ou bien égal ou bien plus petit que l'on devrait

[1] Johonnot. *Phil. Mag.*, 1899 (5), 47, p. 501.

s'y attendre, et par conséquent l'épaisseur calculée jamais inférieure à l'épaisseur réelle ou optique.

Mlle Hilda Rietz s'est livrée à une série de mesures électriques sur des lames de savon à l'institut de physique de Bâle et les résultats obtenus seront publiés ailleurs. L'appareil dont elle fit usage avait été construit par M. H. Veillon et se composait des parties suivantes. *Fig. 1.* Un fil de laiton de 2.2 mm. de diamètre recourbé en forme d'un U renversé et fortement doré pour ne pas être attaqué par le savon est suspendu par une tige de laiton à l'intérieur d'une haute boîte en bois dont la face antérieure est formée d'une glace. Une cuve en carton paraffinée à l'intérieur peut monter et descendre à l'intérieur de la boîte. Afin d'économiser le liquide savonneux le fond de la cuve est formé de deux tubes en verre pouvant aisément recevoir les deux branches du cadre de laiton. On commence par monter la cuve aussi haut qu'il est nécessaire pour immerger complètement le cadre, ensuite on l'abaisse soigneusement et l'on voit se former une pellicule de la hauteur voulue. Une fois cette pellicule verticale bien formée il s'agit d'y introduire deux sondes-électrodes en fil de platine. Celles-ci sont adaptées à une glissière verticale disposée dans le fond de la boîte et permettant de les amener à tel endroit que l'on veut de la lame de savon. Un dispositif spécial permet de régler à volonté l'écartement des deux sondes. Les sondes soigneusement isolées ont un diamètre de 0,6 mm. Pour effectuer une mesure de la résistance entre deux électrodes il suffit de les relier à une pile en intercalant un galvanomètre. On obtient des valeurs convenables en utilisant une batterie d'accumulateurs donnant 32 volts et un galvanomètre de sensibilité 10^{-9} ; les lectures au galvanomètre donneront une mesure directe de la conductibilité de la lame de savon. Lorsqu'il ne s'agit que de valeurs

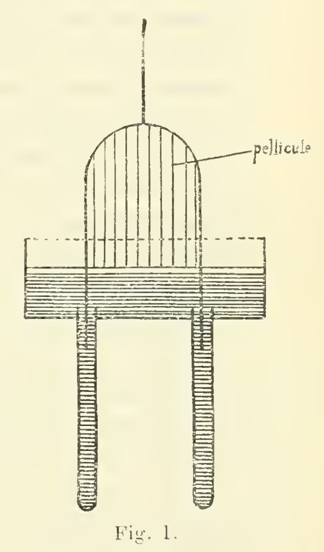


Fig. 1.

relatives pour diverses épaisseurs la polarisation n'entraîne aucune erreur appréciable. En même temps que la mesure électrique nous fîmes une détermination de l'épaisseur optique par la couleur en lumière réfléchie. Comme repère des teintes nous nous servîmes du pourpre de quatrième ordre. Dans la lame verticale la solution de savon tendant à descendre l'épaisseur diminue progressivement et les électrodes se trouvent ainsi situées dans des portions de plus en plus minces jusqu'au moment où elles entrent dans la tache noire. On put ainsi établir la relation entre l'épaisseur décroissante et l'épaisseur électrique correspondante. On fit usage des solutions suivantes :

1. Solution d'oléate de soude du commerce (Kahlbaum) dans la concentration de 1 : 40 avec addition de glycérine selon la recette de Plateau.

2. Solution d'oléate de soude du commerce dans de l'eau, 1 : 60 additionné de $^1/_4$ de glycérine.

3. Solution analogue à 1 : 75 avec $^1/_5$ de glycérine.

4. Solution analogue à 1 : 85 avec $^1/_5$ de glycérine.

5. Solution d'oléate de soude fraîchement préparée et conservée dans un excicateur à vide : concentration 1 : 40 avec $^1/_4$ de glycérine (recette de Boys[1]) [2].

[1] C.-V. Boys. Bulles de savon, traduit de l'anglais par Ch.-Ed. Guillaume. page 100.

[2] Solution d'après Mlle Hilda Rietz. L'oléate de soude se prépare selon Mlle Rietz de la manière suivante : On mélange 282 gr. d'acide oléique pur avec 40 gr. de soude caustique et on ajoute la quantité d'eau distillée nécessaire pour que la solution d'oléate de soude soit de 10 %. On chauffe ensuite au bain-marie pendant 13 à 14 heures jusqu'à ce que la dissolution soit complètement terminée. Cela fait on précipite au moyen d'une solution d'eau salée qui doit être absolument libre de chaux et de magnésium l'oléate de soude. Ce précipité est ensuite recueilli, séché dans un excicateur à vide, puis cristallisé après l'avoir dissous dans de l'alcool ou de l'éther puis finalement séché une seconde fois dans l'excicateur à vide sur de l'acide sulfurique. Jusqu'au moment de l'utiliser le produit doit rester dans l'excicateur. Pour la cristallisation il faut se servir d'alcool du poids spécifique 0,821 à 13° qui est capable de dissoudre une partie d'oléate dans 20,6 parties d'alcool ; ou bien il faut se servir d'éther qui vers son point d'ébullition peut dans 100 parties dissoudre une parties d'oléate.

Avec l'oléate ainsi préparé on peut immédiatement procéder à la

6. Même solution ; concentration 1 : 60 avec $^1/_4$ de glycérine.

7. Même solution ; concentration 1 : 80 avec $^1/_{10}$ de glycérine.

8. Même solution ; concentration 1 : 40 avec la quantité de glycérine indiquée par Plateau plus 3 % de nitrate de soude.

9. Même solution ; concentration 1 : 40 avec $^2/_5$ de glycérine.

La tache noire ne put être obtenue qu'avec les solutions 5, 6 et 7, tandis que pour les autres on n'arriva que jusque dans le blanc ou le jaune de 1er ordre.

Dans le tableau suivant nous donnons les résultats obtenus avec la solution n° 5. On y a pris pour unité de la conductibilité celle dans le pourpre de 4me ordre et pour unité d'épaisseur celle qui lui correspond. La première colonne contient les teintes, la seconde le nombre des observations, la troisième les conductibilités (lectures du galvanomètre), la quatrième les épaisseurs optiques relatives, la cinquième les quotients des conductibilités par les épaisseurs optiques ou ce qui revient au même des épaisseurs électriques par les épaisseurs optiques. La dernière colonne enfin donne les températures moyennes.

Couleur	Nombre des observations	Epaisseur en $\mu\mu$ (Rollet)	Epaisseur par index de réfraction	Epaisseur optique relative $= s_0$	Conductibilité relative $= s_e$	$\frac{s_e}{s_0}$	Température
Pourpre IV O	15	780	552	1	1	1	23,5
Bleu ciel II O	25	300	217	0,385	0,69	1,79	23,5
Violet II O	25	272	197	0,349	0,595	1,71	23,5
Brun I O	25	164	119	0,210	0,543	2,58	23,5
Jaune I O	25	140	102	0,180	0,487	2,71	23,5
Blanc I O	25	121	89,9	0,159	0,4[illegible]8	2,57	23,5
Noir	3		12 (Reinold et Rücker	0,0212	0,128	6,03	24

Dans ce tableau il a été admis d'après Rollet pour l'épaisseur optique du pourpre de 4me ordre, 780 dans l'air et 12 dans une

fabrication du liquide auquel on peut ajouter de la glycérine. Enfin le liquide doit encore séjourner environ 5 jours dans l'obscurité après quoi il est utilisable. Des solutions faites d'après ce procédé ont été trouvées extrêmement durables, même dans la lumière, mais à condition d'être conservées dans des bouteilles soigneusement bouchées. Elles ne se sont pas troublées. Toutes les autres solutions, celle de Griffin y comprise, se troublent à brève échéance.

solution de savon d'après Reinold et Rücker. Pour la calculation d'après nos observations on a pris comme indice de réfraction de la solution employée $n = 1,38'$.

On voit par ce tableau que pour notre solution il n'existe pas de proportionalité entre les épaisseurs mesurées par procédé optique et électrique. A mesure que la lame diminue d'épaisseur sa conductibilité relative augmente. Ces chiffres suffiront pour faire saisir la méthode. Pour le calcul de l'épaisseur de la tache noire nous aurions en la comparant par exemple au pourpre de 4me ordre :

$$\frac{\text{Conductibilité dans le pourpre}}{\text{Conductibilité dans le noir}} = \frac{\text{Epaisseur dans le pourpre}}{\text{Epaisseur dans le noir}}$$

et au moyen des nombres ci-dessus nous obtenons :

$$\text{Epaisseur dans le noir} = \frac{0.128}{1} \cdot 552 = 71 \ \mu\mu.$$

La valeur obtenue par Reinold et Rücker au moyen du procédé optique est de 12 $\mu\mu$. Les solutions de savon se comportent différemment suivant leur composition ; il en est pour lesquelles l'épaisseur optique concorde avec l'épaisseur électrique et pour celles-là l'une des épaisseurs peut se déterminer au moyen de l'autre.

Indépendamment de cette question il est en soi-même intéressant que la conductibilité augmente à mesure que l'épaisseur diminue, on devrait s'attendre au contraire à ce que la mobilité des ions diminuât avec l'épaisseur. C'est précisément ce dernier point de vue qui a guidé Drude[1] dans sa critique des résultats obtenus par Reinold et Rücker, mais Drude s'est trompé sur le sens dans lequel l'écart avait lieu. A l'heure qu'il est il n'est pas encore possible de dire si c'est la dissociation qui se modifie à mesure que l'épaisseur diminue ou si c'est le frottement ; on manque encore complètement de données expérimentales sur ces deux grandeurs pour les différentes solutions savonneuses. La méthode électrique doit encore être examinée au point de vue des sources d'erreur comme cela du reste a déjà été fait en partie par les savants anglais.

[1] P. Drude. Wied. *Ann.* 1891, **43**. p. 158.

Dans une lame de savon livrée à elle-même il se forme au bout d'un temps plus ou moins long des courants ascendants et descendants dûs à des inhomogénités du liquide (en allemand Schlieren) et cela présente un grave inconvénient pour les mesures. Ces courants passent d'une épaisseur à une autre, mais ne paraissent jamais faire irruption jusque dans la tache noire. D'habitude ils ne poussent pas plus loin que jusque vers une certaine épaisseur. Il est très rare de les voir arriver dans le blanc de 1er ordre. A l'heure qu'il est on ne possède encore aucun moyen de les éviter. L'origine de ces différences de constitution est probablement due à l'acide carbonique de l'air qui aurait pour effet de décomposer la solution.

En juillet 1912, Boys, qui comme on le sait, s'est beaucoup occupé d'études sur les bulles de savon, a repris une ancienne expérience de Eisenlohr[1] qui consiste à faire tourner rapidement dans son plan une pellicule de savon en sorte que son épaisseur se modifie par l'action de la force centrifuge. Au bout de quelques secondes on voit se développer les couleurs des lames minces sous forme d'anneaux concentriques et dans le même ordre que dans l'appareil classique de Newton, au fur et à mesure de la rotation les anneaux s'agrandissent et la tache noire au centre augmente considérablement de diamètre. Le spectacle dans l'appareil de Boys est particulièrement beau par sa parfaite régularité. En faisant usage de solutions savonneuses appropriées on arrive aisément à la tache noire toute l'étendue que l'on veut et même à la faire s'étendre sur toute la surface de la pellicule (10 cm. de diamètre). Sans vouloir discuter toutes les particularités de l'expérience je citerai un fait frappant. Lorsqu'on arrête le mouvement de rotation les couches épaisses de la périphérie rentrent vers le centre en formant des courants visibles par la variété de leurs teintes (en allemand « Schlieren »), mais ces courants s'arrêtent net à la tache noire qui s'oppose d'une manière absolue à leur entrée. Une fois qu'une tache noire s'est formée elle ne disparaît plus, si petite fut-elle. La tache noire correspond probablement à un état d'équilibre spécial, cela expliquerait pourquoi la

[1] F. Eisenlohr, *Ber. Deutscher Naturf. u Ærzte.* 1852, p. 2.

tache noire en s'étendant pendant le mouvement de rotation refoule les couches épaisses vers la périphérie, et pourquoi une fois qu'elle s'est étendue jusqu'aux extrémités de la lame un arrêt du mouvement rotatoire force les portions épaisses à se masser sous forme d'îlots qui nagent librement dans le sein de la tache noire. Le nombre de ces îlots est parfois très considérable.

La régularité du phénomène durant la rotation m'a fait songer à effectuer les mesures de résistance pendant ce mouvement même. Je me suis servi dans ce but de l'appareil de Boys tel que J. Griffin & Sons de Londres l'ont lancé dans le commerce, mais en y apportant pour mes besoins la modification suivante. Le couvercle de l'appareil servant à protéger la pellicule contre les courants d'air et qui dans l'instrument original est formé d'un cône en celluloïd fut remplacé par un autre couvercle avec une glace plane parallèle à la pellicule et tournant avec elle. La glace est percée en son centre et porte dans cette ouverture un bouchon en ébonite muni de deux anneaux en cuivre. Ces anneaux sont reliés à deux électrodes ou « sondes » en mince fil de platine qui vont plonger dans la pellicule et qui pendant le mouvement de rotation marchent avec la pellicule et le couvercle. Ces électrodes disposées suivant un rayon peuvent être écartées à volonté l'une de l'autre. Une batterie d'accumulateurs en série avec un galvanomètre est reliée aux électrodes par l'intermédiaire de deux petits balais s'appliquant sur les anneaux en cuivre. La tension de la batterie pouvait être réglée à 64, 32, ou 16 volts. Les résistances mesurées sont de l'ordre 10^6 ohm. D'après ce qui a été dit plus haut l'épaisseur calculée au moyen de la conductibilité peut se trouver trop grande, mais jamais trop petite, en d'autres termes la conductibilité fournit une limite supérieure de l'épaisseur. Les pellicules en rotation supportent fort bien la présence des électrodes dans leur masse, mais lorsque la tache noire commence à les atteindre il y a toujours danger à éclater la pellicule. Avec de la patience on arrive cependant facilement à faire que le noir tienne malgré les électrodes et l'on a suffisamment de temps pour exécuter les mesures. Le passage de la tache noire à la première couleur paraît offrir une discontinuité : le galvanomètre accuse un saut brusque de la résistance à l'instant où la

tache noire en s'étendant franchit un des électrodes. Sans aucun doute on constate que le galvanomètre descend dans ces cas jusqu'à une limite inférieure qui ne surpasse pas avec l'élargissement de la tache noire. Il resterait à savoir si déjà une tache noire de petite extension présente la même valeur et ensuite si l'épaisseur est la même ou non dans toute l'étendue du noir. Cette question n'a pas encore pu être résolue à cause de la grande durée d'oscillation du galvanomètre que l'on utilisait dans ces expériences. Le galvanomètre à fil simple de Einthoven permettra d'aborder cette question. L'opinion générale est que le noir possède partout la même épaisseur. Pour l'étude des épaisseurs optiques je me servis des anneaux de Newton observés dans la lumière de l'arc du mercure à travers un filtre à couleurs. J'observais ainsi soit les anneaux verts soit les violets. L'observation s'effectuait sous incidence presque normale. Dès que les sondes se trouvaient dans l'intérieur d'un anneau coloré d'épaisseur connue on procédait à la mesure électrique. En éclairant la pellicule sous un angle α et en observant par conséquent sous le même angle l'épaisseur sera donnée par la formule

$$a = \frac{m\,\lambda}{2\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}}$$

dans laquelle $m = 1, 2, 3.....$ représente l'ordre de l'anneau et n l'indice de réfraction du liquide savonneux. Pour la ligne verte du mercure on a $\lambda = 546{,}1\ \mu\mu$. En supposant $\alpha = 0$ et $n = 1{,}35$[1] on trouve :

m	Epaisseur de la lame	Aspect
0	0	noir
1/2	$\frac{\lambda}{4n} = 101\ \mu\mu$	couleur
1	$\frac{\lambda}{2n} = 202\ \mu\mu$	noir
3/2	$\frac{3\lambda}{2n} = 303\ \mu\mu$	couleur
2	$\frac{\lambda}{n} = 404\ \mu\mu$	noir
......	.. ..	.. ..

[1] On a mesuré pour $\lambda = 6364, 5782, 5218$, $n = 1{,}3504$, $1{,}3523$, et $1{,}3545$.

les épaisseurs des parties noires se trouvent donc dans les rapports 1, 2, 3.....

En représentant maintenant dans un graphique les conductibilités, ou bien les lectures galvanométriques qui leur sont proportionnelles, en ordonnées et les épaisseurs correspondantes mesurées pour les différents « noirs » on obtiendra une droite passant par l'origine dans le cas où il y a proportionnalité entre les deux quantités. Au moyen d'une extrapolation on déduit de ce graphique ce qui devrait être la conductibilité pour la tache noire proprement dite. Les mesures que j'ai faites jusqu'ici se rapportent aux solutions suivantes :

1. Solution fournie par J. Griffin & Sons avec l'appareil de Boys. D'après les renseignements pris chez le fabricant je sais seulement qu'elle est faite d'après une recette de Boys (voir C.-V. Boys. Bulles de savon, trad. Ch.-Ed. Guillaume, p. 100).

2. Une solution d'oléate de soude du commerce fournie par C.-A.-F. Kahlbaum dans la proportion de 1 soude pour 40 eau. A cette solution avait été additionné 10 % de glycérine.

La fig. 2 est la représentation graphique d'après ce qui a été

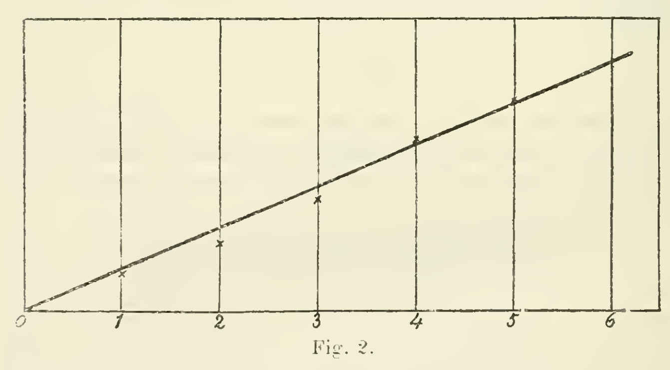


Fig. 2.

dit plus haut pour la solution N° 1 en se servant de la raie verte de l'arc du mercure pour obtenir les anneaux verts et noirs. Les épaisseurs dans les anneaux noirs sont donc : 1×202 ; 2×202 ; 3×202 et ainsi de suite. Les points se laissent raccorder assez bien par une droite traversant l'origine, et l'on peut admettre que la valeur déduite par extrapolation pour la tache noire soit exacte. De cette manière j'ai obtenu les valeurs suivantes pour la tache noire en $\mu\mu$: 20,0 ; 12,3 ; 11,9 ; 10,5 ;

16,8 ce qui donne comme moyenne *14,3* μμ. Avec une seconde solution fournie par Griffin et qui était sensée être identique j'ai obtenu la valeur moyenne 23,2 μμ. J'ajouterai que pour cette dernière mesure je me suis servi d'un galvanomètre à fil unique de Einthoven, tandis que les autres mesures avaient été effectuées avec un Desprez-d'Arsonval ordinaire.

L'écartement des électrodes variait suivant les expériences entre 3 et 6 mm. et leur distance du centre de rotation n'était pas toujours le même.

Des mesures sur la solution N° 2 eurent pour résultat 13,0 ; 14,0 en moyenne, donc *13,5* μμ. Ces valeurs n'ont pas la prétention d'être définitives, elles devront subir encore quelques corrections. Les chiffres indiqués montrent cependant avec évidence que l'épaisseur du noir doit être inférieure à celle trouvée par Drude de 17 μμ et que la valeur de 12 μμ établie par Reinold et Rücker ne doit probablement pas beaucoup s'écarter de la vérité. Mes valeurs sont, comme je l'ai déjà fait remarquer, probablement un peu trop grandes.

Il resterait naturellement encore à examiner si l'épaisseur du noir possède toujours cette valeur, je ne puis pas encore me prononcer à ce sujet. Un fait à remarquer est que lorsque la tache noire s'étend ce n'est qu'au bout d'un temps assez long que le galvanomètre prend sa position finale. Il en est de même lorsqu'on fait emploi du galvanomètre de Einthoven, dans lequel la durée d'oscillation n'entre pas en ligne de compte. Il sera nécessaire d'approfondir cette question, elle a son importance pour l'étude de l'épaisseur minimum en général.

Outre le noir dont il fut question ici il existe encore un noir de deuxième ordre pour lequel Johonnot a trouvé une épaisseur de 6 μμ. Il se présente à condition de ne pas faire usage de glycérine ou, comme j'en ai fait l'observation, de n'ajouter que très peu de glycérine à la solution. Une solution à 5 % donnait encore très distinctement ce noir de deuxième ordre. Malheureusement je ne suis pas encore parvenu à introduire les sondes dans une pellicule de si faible épaisseur sans la faire crever.

J'espère pouvoir étudier encore quelques points obscurs par cette méthode de la pellicule tournante.

LE

COEFFICIENT D'AIMANTATION DE L'EAU

ET DE

L'OXYGÈNE

PAR

Auguste PICCARD

(Suite)

La détermination indirecte du coefficient d'aimantation de l'eau

La détermination du coefficient des deux liquides étalons

Nous avons vu précédemment (p. 216) le principe de la méthode de Quincke : deux réservoirs communiquant contiennent le liquide ; la surface du liquide dans l'un des vases se trouve entre les pièces polaires d'un électro-aimant ; on excite l'aimant ; il en résulte un changement du niveau du liquide dans les deux vases ; on mesure la somme de ces deux changements.

Si les sections des deux vases ont un rapport connu, il suffit de mesurer la dénivellation du liquide dans l'un d'eux et de calculer celle du second ; si l'une des sections est beaucoup plus grande que l'autre, la dénivellation correspondante sera suffisamment petite par rapport à l'autre pour qu'on puisse la négliger presque complètement. On peut donc se borner à déterminer approximativement le rapport des deux sections.

La figure 4 représente l'appareil, dans lequel le vase à petite section est un tube de verre quadruplement recourbé RR, V le grand réservoir, F l'entrefer de l'aimant, K un cathétomètre

et M sa lunette mobile à l'aide de laquelle on mesure la dénivellation dans le tube.

L'appareil de Quincke que nous venons de décrire présente l'inconvénient suivant : dans le tube R les forces capillaires soulèvent le ménisque de plusieurs millimètres. Les mesures ne peuvent fournir des résultats exacts que si ce deplacement capillaire est le même aux deux points du tube où il a lieu ; pour remplir cette condition la nature de la surface du verre ainsi que le diamètre du tube doivent être partout rigoureusement les mêmes ; une légère variation de l'une d'elles entraî-

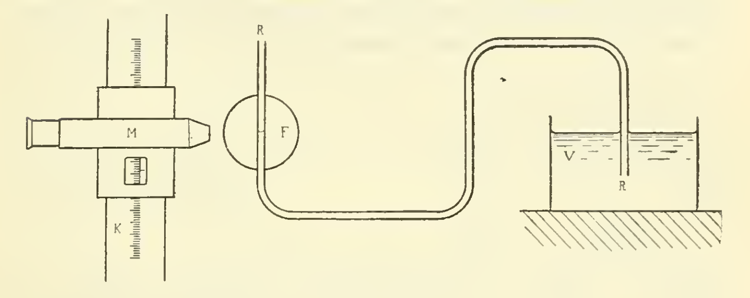


Fig. 4. — Tube d'ascension d'après Quincke.

nerait des fautes relativement considérables, surtout si l'on veut mesurer de faibles ascensions magnétiques.

Le dispositif d'Olivier évite cette difficulté d'une manière très élégante. L'observation du ménisque se fait au moyen d'un microscope immobile (fig. 5), le grand réservoir, par contre, est placé sur le curseur d'un cathétomètre. Pour effectuer une mesure on commence par mouvoir le grand réservoir jusqu'à ce que le petit ménisque concorde avec le réticule du microscope. Puis on excite l'électro-aimant et, par un déplacement du réservoir, on rétablit la concordance entre ménisque et réticule Ce déplacement est égal à l'ascension magnétique, à quelques petites corrections près, dont nous parlerons plus tard. Le dispositif d'Olivier présente en outre l'avantage que l'observation se fait toujours à travers la même place de la paroi du tube. Une irrégularité de celle-ci peut déplacer l'image du ménisque ; mais ce déplacement étant le même pour les deux pointés ne fausse pas le résultat final de la mesure.

Je m'étais proposé de mesurer avec cet appareil les coefficients d'aimantation de la solution concentrée de chlorure de manganèse et de celle de nitrate de cobalt pour comparer ensuite ces deux solutions avec de l'eau. Dans le champ étalon l'ascension magnétique de la solution de cobalt est d'environ 4 cm., celle de chlorure de manganèse se monte à 9 cm. En exécutant ces mesures d'ascension je désirais atteindre une exactitude de 0,05 mm. pour chaque lecture. Le cathétomètre utilisé est muni d'un vernier qui permet de lire les positions du curseur à 0,02 mm. près. Dès le début des mesures je vis qu'il était impossible de réaliser l'exactitude désirée, les différences entre les lectures consécutives étant beaucoup plus

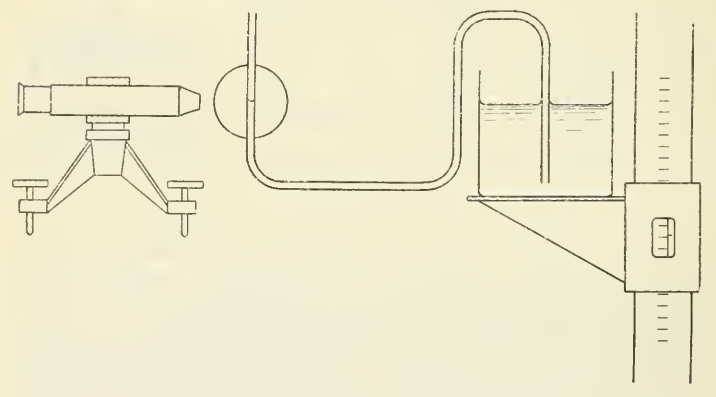


Fig. 5. — Tube d'ascension d'après Olivier.

grandes que les tolérances. Il était évident que ces différences provenaient en grande partie des variations de l'ascension capillaire. A l'œil nu on pouvait voir que le ménisque n'avait pas toujours la même courbure, bien que j'eusse appliqué toutes les mesures de précaution connues. Ainsi lors de la préparation des liquides tous les récipients avaient été lavés avec un mélange chaud d'acide sulfurique et de bichromate de potasse. Le tube de verre avait été fréquemment soumis au même traitement. Pendant l'observation les pointés se faisaient toujours sur le ménisque descendant. Avant l'interruption du courant on avait chaque fois relevé suffisamment le récipient mobile

pour empêcher le ménisque de jamais descendre en dessous de la position repérée. Toutes ces mesures de précaution étaient nécessaires pour éviter les grandes erreurs, mais elles étaient insuffisantes pour obtenir des résultats satisfaisants. Evidemment ces fautes provenaient en partie encore de la capillarité, mais en partie aussi des petites fluctuations de la température du liquide dans le tube ; un thermomètre à mercure, placé dans le voisinage immédiat de ce dernier n'en suivait pas assez rapidement les variations thermiques pour en permettre la correction complète. On sait en effet que chaque degré d'élévation de la température produit une diminution de la susceptibilité paramagnétique de 4 pour mille environ.

Le tube d'ascension décrit dans le chapitre suivant a fait disparaître ces deux causes d'erreur. Les résultats qu'il m'a fait obtenir ne laissent plus rien à désirer au point de vue de la régularité des lectures.

Le tube d'ascension perfectionné

Pour éviter les variations de température j'ai entouré le tube d'ascension d'un second tube. Dans l'espace intertubulaire j'ai fait circuler de l'eau à la température de la chambre, comme dans les réfrigérants bien connus de Liebig. Un réservoir d'une contenance de 20 litres fournissait cette eau dont la grande masse garantissait la parfaite constance thermique durant toute une série de mesures. J'ai établi un débit assez grand pour éviter une variation de la température de l'eau pendant sa circulation. En sortant de l'appareil l'eau était immédiatement conduite à travers un petit vase Dewar, où un thermomètre à mercure en indiquait la température.

Il n'aurait pas été possible d'entourer tout le tube d'ascension de cette enveloppe. A l'endroit où le ménisque se trouve pendant la lecture, le diamètre du tube intérieur ne doit pas être trop petit à cause de la capillarité. D'autre part les dimensions de l'entrefer limitent le diamètre extérieur à 5 mm. Il en résulte qu'en cet endroit il n'y a pas de place pour le second tube.

Nous avons vu que la force qui agit sur chaque élément de

volume du liquide est proportionnelle au produit du champ et de sa dérivée. Le ménisque observé est placé au maximum du champ, là où celui-ci est homogène sur une certaine étendue. Il en résulte que l'on peut sans inconvénient se passer de la double enveloppe au milieu de l'entrefer. Il suffit que cette dernière existe dans le voisinage des bords des pièces polaires.

On voit dans la figure 6 cette double enveloppe en A. Pour pouvoir mesurer des gaz paramagnétiques j'ai placé une seconde enveloppe B au-dessus de la place R du ménisque. Nous en parlerons plus tard.

La seconde particularité de ce tube est encore plus importante que ce thermostat. C'est un dispositif qui permet d'obtenir par un déversement une humectation régulière des parois du tube et une propreté absolue du ménisque. Il en résulte une ascension capillaire tout à fait constante.

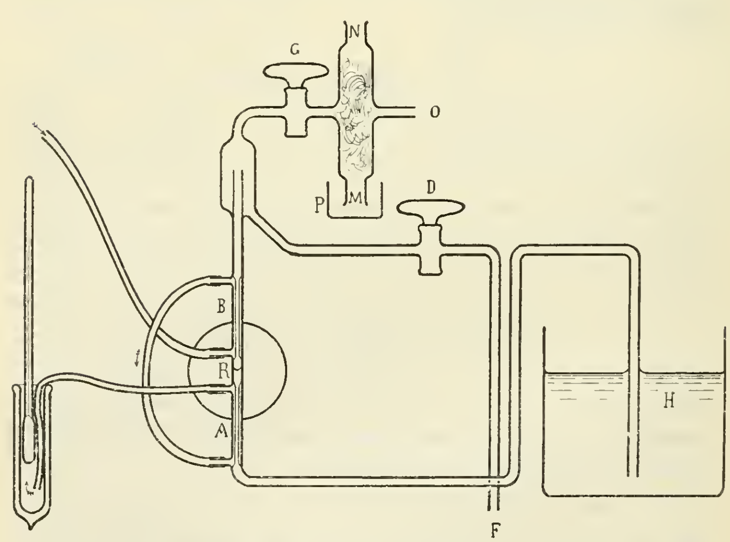


Fig. 6. — Tube d'ascension avec déversoir et thermostat.

La figure 6 représente tout l'appareil. On y reconnaît d'abord le tube d'Olivier de la figure 5 muni du thermostat dont nous avons parlé. Puis on y voit le déversoir GDF dont voici le fonctionnement : l'extrémité du tube F communique avec une

trombe à eau aspirante [1]. On ferme le robinet G et on ouvre D. Cela permet de faire circuler le mélange chaud d'acide sulfurique et de bichromate de potasse à travers tout le tube à partir de H. Au bout de quelques minutes on remplace la circulation d'acide par une circulation d'eau, puis on remplit le récipient H avec le liquide qu'on veut examiner et on en fait encore circuler une quantité suffisante à travers le tube. Pendant toutes ces opérations le récipient H doit être maintenu suffisamment rempli pour empêcher l'air d'être aspiré dans le tube. Ce lavage du tube étant terminé, on ferme le robinet D. On s'assure que le niveau du liquide en H est plus élevé que le point R où l'on observe le petit ménisque, puis on ouvre le robinet G pour mettre le tube en communication avec la pression atmosphérique. Le ménisque descend dans le tube CB jusqu'au dessus de la place M. L'air qui est aspiré entre par L [2] ou il est filtré par du coton. Après ces préparatifs on peut procéder à l'exécution des mesures elles-mêmes. On abaisse le curseur du cathétomètre et avec lui le récipient H, jusqu'à ce que le ménisque apparaisse dans le microscope tangent au réticule. On détermine la position du curseur et on excite l'électro-aimant. Le petit ménisque monte et on le ramène à sa position précédente en abaissant le curseur. A ce moment a lieu la seconde lecture de la position du curseur, après quoi l'on relève le curseur plus haut que la position précédente et alors seulement on interrompt le courant puis redescent le curseur jusqu'à ce que le ménisque reprenne sa position normale : à cet instant a lieu la troisième lecture du cathétomètre. On continue de cette façon pendant environ un quart d'heure, ce qui permet de faire 10 à 20 lectures.

Pour calculer les coefficients d'aimantation je cherche les différences entre toutes les lectures consécutives et j'en prends la moyenne. (On pourrait naturellement aussi prendre la diffé-

[1] Un simple tube de caoutchouc peut en formant siphon remplacer la trombe. Mais il est préférable d'opérer avec une trombe, surtout quand on travaille avec des gaz.

[2] La forme particulière de L sert à faire une atmosphère artificielle. Nous en parlerons plus tard.

rence entre la moyenne de toutes les lectures avec champ et celle de toutes les lectures sans champ, mais je trouve préférable de calculer d'après la première méthode, parce qu'elle montre jusqu'à quel point on peut se fier à l'exactitude de toute la série).

Pour obtenir le coefficient absolu d'aimantation, il faut encore faire les trois ou quatre petites corrections suivantes :

1. *Correction des diamètre.* — Soient D le diamètre intérieur du grand récipient H que nous supposons être cylindrique, d le diamètre extérieur du tube à l'endroit où il plonge dans le liquide et h'' le déplacement observé du curseur du cathétomètre. Si pendant ce déplacement le tube et le liquide qu'il contient restent immobiles, le niveau du liquide dans le récipient H subira par rapport à ce dernier une dénivellation

$$\varDelta h = h'' \frac{d^2}{D^2 - d^2}$$

Le déplacement du niveau du liquide ne sera donc pas h'' comme celui du récipient, mais

$$h' = h'' + h'' \frac{d^2}{D^2 - d^2} = h''\left(1 + \frac{d^2}{D^2 - d^2}\right)$$

En pratique D est au moins 10 fois plus grand que d. Toute la correction est donc toujours inférieure à 1 %. En faisant une faute qui n'atteint pas 1 % de cette correction nous pouvons négliger le terme d^2 à côté de D^2. Nous prendrons donc dorénavant

$$h' = h''\left(1 + \frac{d^2}{D^2}\right)$$

2. *Poussée de l'air.* — Nous avons déduit la formule

$$\chi = \frac{2hg}{H^2}$$

en supposant que le liquide se trouve dans un gaz impondérable, c'est-à-dire que, outre les forces magnétiques, il n'est soumis qu'à la gravitation qui sur un volume v d'un liquide de densité γ est $v\,\gamma\,g$. Si nous opérons dans l'air atmosphérique, il faut tenir compte de la poussée de l'air qui est égale à $v\,\delta\,g$

où δ est la densité de l'air. En d'autres termes : la pression barométrique agit sur la surface du liquide dans le récipient H ; si nous soulevons le récipient, cette pression diminue ; pour produire dans le tube une certaine augmentation de pression il faut donc soulever le récipient un peu plus, s'il se trouve dans l'air atmosphérique, que s'il se trouvait sous une pression constante. La différence entre les deux cas est de l'ordre du pour mille pour les liquides dont la densité γ est voisine de celle de l'eau.

L'ascension corrigée est donc

$$h = h'\left(1 - \frac{\delta}{\gamma}\right) = h''\left(1 + \frac{d^2}{D^2}\right)\left(1 - \frac{\delta}{\gamma}\right)$$

$$= h''\left(1 + \frac{d^2}{D^2} - \frac{\delta}{\gamma} - \frac{d^2}{D^2} \cdot \frac{\delta}{\gamma}\right)$$

Le dernier terme étant négligeable, nous avons

$$h = h''\left(1 + \frac{d^2}{D^2} - \frac{\delta}{\gamma}\right)$$

Il va sans dire que cette correction se rapporte uniquement à l'air au-dessus du récipient H, puisque le ménisque dans le tube est toujours ramené à la même place R. On voit que cette correction est analogue à la correction de la poussée de l'air qu'on doit introduire dans le calcul de chaque pesée exacte. L'eau, dans notre cas, est équivalente aux poids d'une balance, la force magnétique à l'objet qu'on pèse.

3. *Correction due au magnétisme de l'air.* — Si nous introduisons la valeur de h ainsi corrigée dans la formule

$$\chi = \frac{2hg}{H^2}$$

nous en tirons ce que l'on appelle le *coefficient d'aimantation apparent* par rapport à l'air qui se trouve dans le tube au-dessus du ménisque. En effet cet air est magnétique et nous n'avons observé que la différence des aimantations de l'air et du liquide. Le véritable coefficient d'aimantation serait celui qu'on aurait mesuré dans le vide. On le nomme *coefficient absolu d'aimantation* ou simplement *coefficient d'aimantation.*

Pour le trouver il faut faire au coefficient d'aimantation apparent la correction due au magnétisme de l'air.

Soient $\varkappa_{air}$ la susceptibilité de l'air, $\varkappa_{app}$ et $\varkappa_v$ les deux susceptibilités et enfin χ_{app} et χ_v les deux coefficients d'aimantation du liquide. Nous avons alors

$$\varkappa_v = \varkappa_{app} + \varkappa_{air}$$

$$\chi_v = \frac{\varkappa_v}{\gamma} = \frac{\varkappa_{app} + \varkappa_{air}}{\gamma}$$

$$\varkappa_{app} = \gamma \chi_{app}$$

$$\chi_v = \frac{\gamma \chi_{app} + \varkappa_{air}}{\gamma}$$

donc finalement

$$\chi_v = \chi_{app} + \frac{\varkappa_{air}}{\gamma}$$

Si l'on travaille avec des liquides fortement paramagnétiques, cette correction $\frac{\varkappa_{air}}{\gamma}$ est relativement insignifiante. (Pour notre solution de chlorure de manganèse, par exemple, elle est égale à 0,65 $^0/_{00}$). On peut alors considérer la susceptibilité de l'air comme constante ($\varkappa_{air} = 0{,}027.10^{-6}$ en moyenne pour Zurich). Si, par contre on opère avec des liquides peu magnétiques, la correction devient relativement très importante. Il faudrait alors calculer pour chaque expérience la susceptibilité de l'air en tenant compte de sa température, de sa pression et de son humidité. Mais dans ce cas il me semble beaucoup plus simple de travailler sous une atmosphère artificielle d'hydrogène, qui est pratiquement non magnétique. C'est cette dernière méthode que j'ai employée pour mes mesures directes de la susceptibilité de l'eau.

4. *Correction de l'inhomogénéité du liquide.* — Supposons que, contrairement à ce que nous avons admis jusqu'à présent, le liquide n'ait pas partout la même densité. Soient γ_1 et γ_2 les densités du liquide dans le tube et dans le récipient, h_1 l'ascension qu'aurait donné le liquide homogène γ_1 et h_0 l'ascension observée. Nous avons alors évidemment

$$h_1 = h_0 \frac{\gamma_2}{\gamma_1}$$

Cette correction devient nécessaire si le liquide n'a pas la même température dans le tube que dans le récipient. Quand on fait des mesures de précision à température ordinaire on devrait toujours observer les deux températures et non seulement la température du tube, comme cela se fait généralement. Si l'on doit faire une série d'observations à diverses températures, il est avantageux de ne faire varier que celle du liquide dans le tube et de maintenir le récipient à la température de la chambre. Dans ce cas la correction devient tout à fait importante. (Pour l'eau par exemple elle change complètement le caractère de la courbe).

Il résulte de ce qui précède qu'il est indispensable de déterminer le coefficient de dilation des liquides dont on veut étudier le coefficient d'aimantation. Dans ce but j'ai déterminé les densités de mes deux liquides étalons à 15° C, à 20° C et à 25° C au moyen d'un pyknomètre jaugé à ces mêmes températures avec de l'eau. La densité de l'eau à toutes ces températures est suffisamment connue. La détermination de la densité était du reste nécessaire pour le calcul de la susceptibilité des liquides étalons.

La construction de la balance magnétique

Pour comparer la susceptibilité de l'eau avec celles des deux liquides étalons j'ai employé la méthode suivante.

Une éprouvette en quartz est suspendue à une balance de haute sensibilité. L'extrémité inférieure de l'éprouvette est placée au milieu de l'entrefer d'un électro-aimant, tandis que son extrémité supérieure se trouve en dehors des pièces polaires. Au moyen de la balance on détermine la force avec laquelle l'aimant, après qu'on l'a excité, agit sur le tube et son contenu. On remplit l'éprouvette alternativement avec de l'hydrogène non magnétique, de l'eau pure et l'un des deux liquides étalons. Il était à prévoir que l'aimant agirait sur l'eau avec une force d'à peu près 20 dyn.: la balance devait donc être sensible à 0,02 mg. L'éprouvette devant toujours avoir la même position relativement à l'entrefer, on ne pouvait se servir d'une balance de construction ordinaire dont le fléau, pendant l'ob-

servation, doit être en état d'oscillation. De plus l'équipage devait être tenu de manière à ne pas pouvoir se déplacer latéralement ; enfin il était désirable d'avoir une balance fonctionnant plus rapidement qu'une balance ordinaire de la sensibilité voulue.

Il est bien difficile d'employer des poids moindres que 1 mg.; d'autre part je ne pouvais me servir ni de la méthode d'interpolation, ni du cavalier. Cette dernière considération m'a fait choisir un dynamomètre électromagnétique. Ces dynamomètres ont déjà été employés plusieurs fois avec succès dans les laboratoires du Prof. Weiss. Ils se composent de deux bobines ; l'une d'elles est fixe et l'autre est placée sur l'équipage mobile. Si chaque bobine est traversée par un courant électrique, il en résulte une force exactement proportionnelle au produit des deux courants dont les intensités peuvent être déterminées à 1 ‰ près au moyen d'ampèremètres de précision étalonnés.

On sait que si la charge et la durée d'oscillation d'une balance sont prescrites, la sensibilité angulaire est inversement proportionnelle à la longueur du bras de levier. Ce fait m'a conduit à choisir un fléau long de 2 fois 2 cm. seulement. La seule objection sérieuse que l'on pourrait faire à l'emploi d'un fléau aussi minuscule est de nécessiter des couteaux beaucoup plus fins qu'un fléau de dimensions ordinaires. Cela seul aurait suffi pour me faire abandonner l'emploi des couteaux. Mais les couteaux ont encore un inconvénient. Ils ne permettent pas de faire les lectures à l'état d'immobilité, parceque au repos ils peuvent avoir un frottement trop grand. Pour ces raisons j'ai remplacé les couteaux par des *suspensions en acier flexible.* L'industrie horlogère fournit pour les spiraux de montre des rubans d'acier très minces qui se prêtent fort bien à notre usage. Toutefois ces suspensions élastiques présentent deux particularités dont il faut tenir compte dans la construction d'une balance : 1° l'axe idéal que représente le ruban flexible peut changer de place suivant la charge qu'il porte. Plus la charge augmentera, plus l'axe se rapprochera du fléau, et si le ruban n'est pas parfaitement droit, il peut y avoir des déplacements latéraux de l'axe. Ces déplacements provoquent une variation de la sensibilité de la balance et, ce qui est pire, une variation du rapport

des longueurs des deux leviers suivant la charge. Le remède qui s'impose est radical : il faut travailler à charge constante. La charge utile et les poids sont suspendus à la même extrémité du fléau au moyen d'un seul ruban d'acier. L'autre extrémité du fléau porte un contrepoids invariable. Cette méthode ne présente aucun inconvénient, par contre elle facilite la construction de la balance, puisqu'il n'est plus nécessaire d'obtenir la symétrie par de longs tâtonnements. Le contrepoids invariable peut être fixé directement sur le fléau, ce qui économise une suspension. 2° Une légère déformation rémanente des suspensions élastiques se produit déjà longtemps avant que la limite d'élasticité ordinaire ait été dépassée. On évite ces déformations rémanentes en limitant la course possible du fléau à une amplitude très petite. J'ai réalisé cette limitation dans ma balance en plaçant une des extrémités du fléau entre deux butoirs qui ne lui permettent qu'un mouvement de 0,05 mm. ; depuis lors je n'ai jamais observé trace de déformation rémanente.

Ces butoirs ont aussi l'effet d'amortir très vite les fortes oscillations de la balance. Un amortissement à air finit par les arrêter complétement en très peu de temps.

A première vue les suspensions élastiques paraissent avoir l'inconvénient de diminuer la sensibilité d'une balance, puisqu'ils produisent à chaque déformation un couple tendant à ramener le fléau à la position de zéro. Mais ce couple étant proportionnel à la déformation, on peut le neutraliser par un autre couple. En effet, si l'on place le centre de gravité du fléau au-dessus de l'axe du milieu, il en résulte un couple tendant à augmenter les écarts et ce couple est, en première approximation, proportionnel aux écarts. En faisant le réglage de la sensibilité de la balance on pourra donc toujours placer le centre de gravité à une hauteur telle que l'on obtienne la sensibilité (ou la durée d'oscillation) désirée.

Les figures 7 et 8 représentent les détails de la construction de la balance.

Le fléau AB (fig. 7) est suspendu aux deux rubans d'acier CD qui représentent l'axe du milieu (dans la figure ils sont l'un derrière l'autre) les rubans sont formés d'un morceau de spiral

de montre redressé et poli. Ils sont fixés au fléau au moyen de soudure eutectique plomb et étain ce qui ne leur fait pas perdre leur élasticité. Les extrémités supérieures de ces rubans sont fixées dans un support en forme d'étau. Ce support R est vissé sur une plaque de marbre ST qui repose au moyen de trois vis calantes sur le pilier U (fig. 8). Ce pilier, qui est isolé du plancher, porte latéralement l'électro-aimant V. Retournons à notre fléau (fig. 7). A son extrémité gauche il porte le miroir

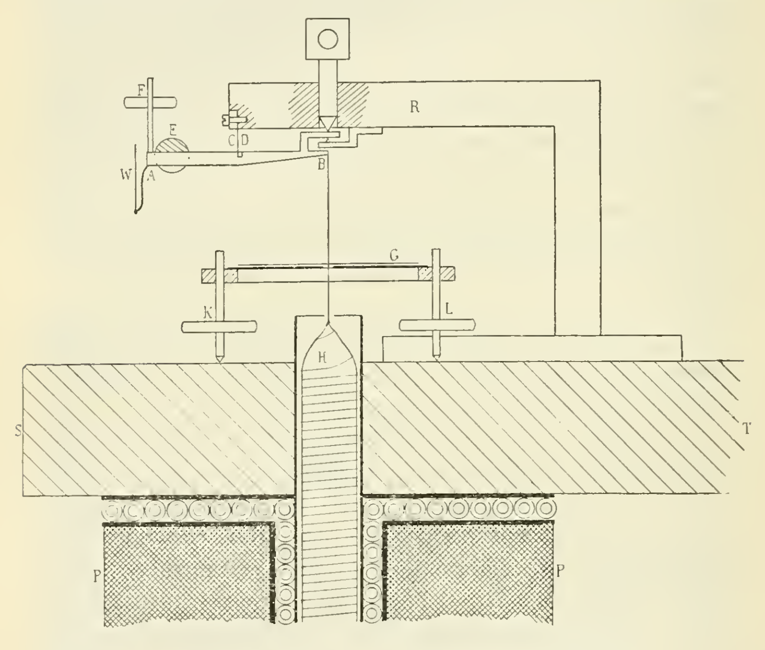


Fig. 7. — Balance magnétique, partie supérieure ; échelle $^{1}/_{16}$

W, le contrepoids fixe E, puis la vis et l'écrou F servant à régler la sensibilité. Le miroir W projette le spot à 2 m. de distance sur une échelle transparente. Ce spot est l'image d'un fil horizontal éclairé par une lampe Nernst. A l'extrémité de droite du fléau nous voyons les deux butoirs réglables qui limitent le mouvement du fléau à 0,05 mm., et le ruban d'acier qui porte la plaque d'amortissement G, la bobine H du dynamomètre et plus bas (fig. 8), comme charge, l'éprouvette J. La

plaque d'amortissement G est formée par une lame très mince en mica. En dessous d'elle, à une distance d'à peu près 0,05 mm., est placée une plaque transparente fixe, dont la position, réglable au moyen des trois vis K et L (fig. 7), détermine l'amortissement. La bobine mobile H du dynamomètre est formée par un tube de verre à parois très minces. Il se prolonge en bas par une capillaire, puis se termine en M (fig. 8). En N et M nous voyons deux rubans horizontaux très minces en bronze, dont le but est d'empêcher les mouvements latéraux

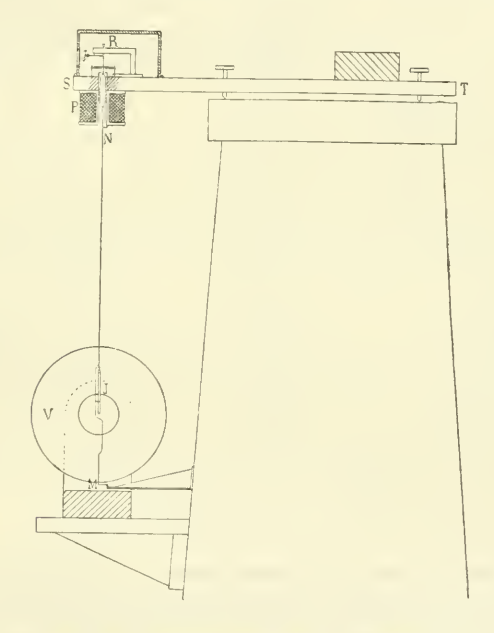


Fig. 8. — Balance magnétique : échelle $^1/_{16}$

de la longue suspension. En projection horizontale les deux rubans se croisent à angle droit (la fig. 8 représente le ruban N tourné de 90°). Le ruban N constitue aussi l'une des deux amenées de courant de la bobine mobile. L'autre est formée par les rubans de suspension B, C et D. (fig. 7). Toutes les pièces mobiles de la balance sont protégées contre l'action des courants d'air.

L'enroulement de la bobine mobile H doit être très léger. Il est formé par une seule couche d'un fil de cuivre émaillé de 0,2 mm ; pour en éviter l'échauffement, il a fallu limiter son courant à 0,1 ampère au maximum. Il s'en suit que la bobine fixe doit être capable de fournir un nombre considérable d'ampère-tours pour que la force électromagnétique soit suffisante. Pour que l'échauffement, qui dans ces conditions est inévitable, ne mette pas une fin prématurée aux séries d'expériences et surtout pour éviter que la chaleur ne gêne les pesées par les remous d'air qu'elle produit, j'ai enroulé autour du noyau de la bobine et le long de ses deux joues une couche d'un tube de plomb à travers lequel j'ai fait circuler de l'eau à la température de la chambre.

L'éprouvette de quartz J, servant à recevoir le liquide, est munie d'un bouchon rodé à l'émeri. Elle est suspendue dans une anse de la capillaire. Une fourchette fixée à cette dernière empêche les mouvements latéraux. L'éprouvette a un diamètre de 0,5 cm. et une longueur de 10 cm. Son extrémité inférieure est placée au milieu de l'entrefer de l'électro-aimant. Les pièces polaires de cet aimant sont cylindriques et ont un diamètre de 9 cm., le même que les noyaux. La distance entre les deux pièces polaires est de 1,5 cm. L'éprouvette est toujours remplie jusqu'au même niveau. Une petite variation dans le remplissage ne présente du reste pas de danger, puisque au haut du tube la valeur $H \cdot dH$ est déjà très petite.

Si l'éprouvette n'est pas suspendue bien symétriquement dans l'entrefer l'action du champ sur la solution de chlorure de manganèse provoque une légère déformation de la capillaire. L'éprouvette se déplace alors latéralement et se trouve dans un champ plus fort que lorsqu'elle contient de l'eau. J'ai considéré le centrage comme suffisant si, au moment où l'on excite l'aimant, on ne voit se produire aucun mouvement latéral ; l'éprouvette occupe dans ce cas une position de symétrie et dans ces conditions un mouvement imperceptible ou une petite variation du montage ne peuvent pas avoir d'influence sur la force magnétique.

La préparation de l'eau pure

La figure 9 représente l'appareil destiné à remplir l'éprouvette d'eau absolument pure. Cette eau doit être le produit de condensation de vapeur ne contenant plus de gouttelettes.

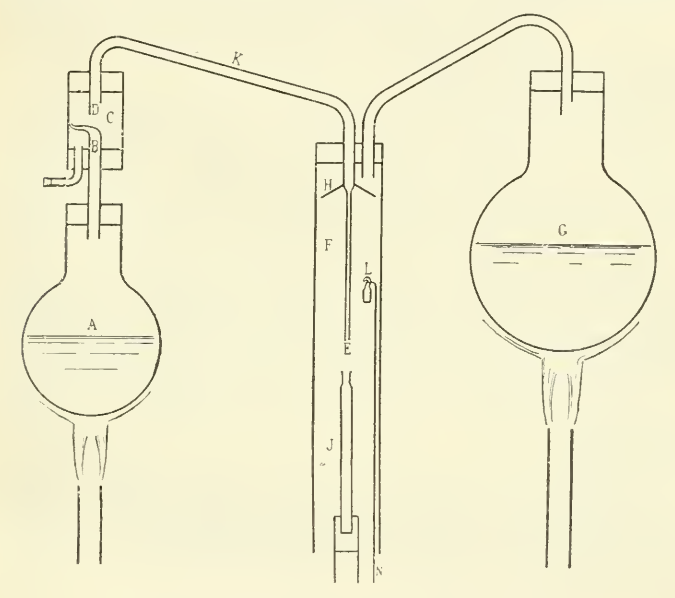


Fig. 9. — Appareil pour la distillation de l'eau.

Depuis le moment de sa condensation cette eau ne doit avoir été en contact qu'avec du quartz et de la vapeur d'eau. Je tenais tout particulièrement à éviter le contact avec du verre et de l'air, puisque ces deux substances sont solubles dans l'eau.

Dans le ballon A de l'eau de conduite est mise en ébullition. La vapeur dégagée passe par le tube de verre B ; elle est projetée avec une grande vitesse dans le cylindre en verre C ; la pointe du tube est recourbée de façon que le jet de vapeur se produise tangentiellement au manteau du cylindre, dont tout le contenu est de ce fait mis en rapide rotation. La force centrifuge projette ainsi sur la paroi du cylindre les gouttelettes d'eau

impure entraînées avec la vapeur hors du ballon A. A partir du milieu du cylindre C la vapeur d'eau passe par le tube de quartz DKE dans le grand cylindre de verre F fermé en haut par un bouchon et ouvert en bas. Une gouttière H en forme de champignon, qui est faite en quartz d'une pièce avec le tube, sert à empêcher l'eau de condensation provenant du bouchon de couler le long du tube E. Un grand ballon G produit un courant continuel de vapeur qui expulse entièrement l'air contenu dans le cylindre F.

Après que l'eau des deux ballons a été assez longtemps en ébullition on introduit l'éprouvette de quartz J dans le cylindre F et on en expulse l'air au moyen du tube E. Puis, en appliquant un morceau de glace au tube K, on condense la vapeur provenant du ballon A et on reçoit dans l'éprouvette J l'eau condensée à sa sortie du tube E. Quand l'éprouvette est entièrement remplie on la ferme au moyen du bouchon légèrement paraffiné L qu'on introduit dans le cylindre en le tenant avec le manche NN. Alors seulement on retire l'éprouvette de l'atmosphère de vapeur ; on la retourne et on refroidit rapidement le bouchon.

On est ainsi tout à fait sûr d'avoir de l'eau exempte d'air. Il se produit bien une petite bulle dans l'éprouvette, mais elle ne contient que de la vapeur d'eau à faible pression.

La marche d'une mesure à la balance

La balance magnétique que nous venons de décrire est très sensible aux trépidations. Une voiture de tram passant à plus de 100 m. de distance du laboratoire suffit pour obliger l'observateur à interrompre ses mesures. L'instrument n'est donc utilisable qu'entre minuit et 6 heures du matin. Pendant ces heures de calme absolu il a fonctionné avec une régularité parfaite. La sensibilité a pu être réglée de façon qu'une variation de charge [1] de 0,01 mg. produisait encore un déplacement visible du spot. La durée d'oscillatton est si petite que l'amortissement à air suffit pour produire l'immobilité du fléau

[1] La charge est à peu près égale à 20 g. à chaque extrémité du fléau.

10 secondes après une forte variation de la charge (par exemple excitation de l'électro-aimant). Chaque pesée complète n'exige en moyenne qu'une minute. On peut donc faire avec chaque remplissage un grand nombre de pesées. Les observations avec champ y sont croisées avec les observations sans champ. J'ai consacré un grand nombre de nuits à comparer les susceptibilités de l'eau et des solutions étalons.

Une telle opération se passe à peu près de la façon suivante: On remplit d'eau pure l'éprouvette de quartz bien nettoyée et on la suspend à la balance. On place une tare sur la plaque d'amortissement ; cette tare doit, aussi longtemps qu'on n'excite pas l'aimant. être trop légère sensiblement de la même quantité qu'elle deviendra trop lourde pendant l'excitation.

On fait passer à travers la bobine mobile un courant constant de 0,1 amp. par exemple, puis on en fait passer un autre dans la bobine fixe et on le règle jusqu'à ce que le spot se place au zéro de l'échelle. A ce moment on fait à l'ampèremètre la lecture de ce dernier courant ; un aide ferme le circuit de l'électro-aimant et en règle le courant à une intensité invariable. Immédiatement le fléau de la balance vient heurter au butoir supérieur. Il faut alors intervertir le courant de la bobine fixe pour pouvoir le régler de façon que le spot se place de nouveau au zéro de l'échelle, et dès qu'il en est ainsi on fait la seconde lecture ; en continuant de la sorte on se procure une longue série de mesures. Le calcul de cette série se fait en prenant les différences entre toutes les valeurs consécutives du courant de la bobine fixe. (Comme le courant est chaque fois interverti, on prend la somme de chaque groupe de deux lectures consécutives). La moyenne de tous ces nombres, multipliée par la valeur du courant de la bobine mobile, fournit un produit qui est proportionnel à la force magnétique.

On exécute encore deux séries de mesures toutes semblables ; pour l'une d'elles on rempli l'éprouvette d'hydrogène. pour l'autre d'un des liquides étalons.

On peut se représenter plusieurs causes secondaires d'erreurs, capables d'altérer le résultat d'une mesure de ce genre. Il peut par exemple se produire des forces agissant entre la bobine fixe, d'une part, et les rubans d'acier ou les parties

paramagnétiques de la balance d'autre part ; le courant de la bobine mobile peut aussi causer des fautes, soit en échauffant la bobine, soit en produisant des forces entre la bobine et l'électro-aimant ou d'autres pièces magnétiques.

Toutes ces fautes s'éliminent dans les moyennes par le fait que 1, le courant de la bobine mobile a toujours la même intensité ; 2, sa direction est intervertie à plusieurs reprises pendant une série ; 3, le courant de l'électro-aimant est interverti après chaque excitation ; 4, le courant de la bobine fixe a toujours, à très peu de chose près, la même valeur absolue et sa direction est intervertie après chaque lecture (sauf quand on intervertit le courant de la bobine mobile.

Pour être sûr que ces précautions suffisaient je les ai complétement négligées pour plusieurs séries. Le résultat n'en a été modifié que très peu.

Le calcul des résultats

J'ai déjà dit que nous pouvons considérer l'hydrogène comme n'étant pas magnétique. La mesure avec l'éprouvette remplie d'hydrogène fournit donc la résultante des forces que l'aimant exerce sur le quartz, sur la capillaire et sur les autres parties plus ou moins magnétiques de la balance et que toutes les parties de cette dernière situées dans le voisinage des pièces polaires subissent par la réaction de l'air paramagnétique. On peut donc sans autres corrections déduire (en lui laissant son signe) le produit des courants observés avec l'hydrogène du produit des courants observés quand l'éprouvette était remplie d'eau ou d'une des solutions étalons.

On obtient ainsi trois nombres qui sont proportionnels aux forces exercées par l'aimant sur l'eau et sur les deux solutions étalons. Nous avons toujours opéré avec le même volume de liquide ; les trois nombres sont donc proportionnels aux *susceptibilités* des trois liquides. Les susceptibilités des deux liquides étalons ont été calculées d'après leurs coefficients d'aimantation, leurs densités et les températures. Je me trouvais donc en possession de toutes les données nécessaires pour calculer la susceptibilité et le coefficient d'aimantation de l'eau. Le fait

d'avoir deux solutions étalons fournissait en outre une vérification utile.

En comparant les résultats de toutes mes séries d'observations, je vis qu'ils présentaient entre eux des différences, petites il est vrai, mais cependant plus grandes que les fautes d'observation possibles. En contrôlant les ascensions magnétiques de mes liquides étalons à différentes dates, je fis la découverte désagréable que leurs coefficients d'aimantation changent lentement. Ce phénomène n'avait pas pu être prévu au début de mon travail. Depuis on a vu plusieurs cas semblables et on les a expliqués en une certaine mesure.

La conséquence de cette instabilité des solutions étalons a été que de toutes mes mesures il n'en est resté qu'une seule utilisable. Pour celle-ci l'étalonnement du chlorure de manganèse avait été fait le même jour que la comparaison à la balance.

Il aurait été facile de refaire les mesures en contrôlant régulièrement les solutions étalons. Mais en même temps que je découvrai la variabilité de ces solutions, je vis qu'il est parfaitement possible de mesurer l'eau directement dans un tube d'ascension. C'est pour cela que je n'ai pas répété mes mesures à la balance. Le résultat obtenu à l'aide de cette méthode par une seule série de mesures ne diffère de la mesure directe, comme je l'ai déjà dit, que de 2 °/₀₀. On voit donc que la méthode de la balance est parfaitement utilisable dans les cas où pour une raison quelconque la mesure par ascension ne pourrait pas être faite. *(A suivre).*

Institut de physique du Polytechnicum de Zurich.

THÉORÈMES SUR LA DÉPENDANCE

DE

L'AIMANTATION RÉMANENTE

ET DE LA

TEMPÉRATURE[1]

PAR

Albert PERRIER

Professeur à l'Université de Lausanne

J'ai été conduit, il y a quelques années, par des recherches sur l'hystérèse à une méthode de représentation des fonctions thermomagnétiques qui, outre la simplification et la clarté qu'elle introduit dans l'explication de résultats antérieurement connus, m'a permis de prévoir diverses propriétés nouvelles de l'hystérèse, propriétés que l'expérience a vérifiées[2].

Comme elles se rapportaient à un sujet assez éloigné de ceux qui m'occupaient et qui ont été publiés à ce moment, je n'ai pas alors attiré l'attention sur quelques conséquences presque immédiates de cette méthode des « éléments homologues » ; des expériences, maintenant en voie d'exécution, ont pour but de les soumettre à leur épreuve. Un travail de Ashworth[3] dont je viens de prendre connaissance contenant une vérification expérimentale d'une partie de mes prévisions, je pense qu'il sera

[1] Communication faite à la *Soc. suisse de physique* le 8 mars 1913.

[2] Alb. Perrier. Les variations thermiques, etc. ; *Arch. Sc. phys. et nat.*, 1909 (4) t. XXVIII, p. 5-35, 119-149, 237-273 ; v. en particulier les ch. III et IV. Aussi *Journ. de Phys.* 1910 (4) t. IX, p. 785-789, 865-887.

[3] J.-R. Ashworth. The Magnetic Temp. coeff. of the Ferromagnetic Elements... *Phil. mag.*, 6 séries vol. XXIII, p. 36-45 ; janv. 1912.

intéressant de les publier dans la présente notice sans attendre le résultat de mes propres observations.

Je résume tout d'abord brièvement ce qui, de cette théorie des éléments homologues (correspondants) est indispensable pour établir les théorèmes qui suivront. Etant donnée l'aimantation $\mathfrak{J}$, fonction de la température, on ne l'envisagera pas, comme on avait coutume de le faire, pour des champs constants (les mêmes à toutes les températures) mais pour des champs *réduits dans un certain rapport dépendant de la valeur de l'aimantationà saturation* $\mathfrak{J}_{max}$, moyennant quoi toutes les fonctions $\mathfrak{J} = f(t)$ sont à un facteur constant près les mêmes que $\mathfrak{J}_{max} = f(t)$[1]. On peut exprimer ce résultat encore de la façon suivante : En coupant la surface $\varphi(\mathfrak{J}, \mathcal{H}, t) = 0$ (fig. 1) par des surfaces cylindriques d'équations

$$\mathcal{H} = CH \tag{1}$$

les courbes d'intersection (I, II, III, fig. 1) ont pour projections sur le plan $(\mathfrak{J}, t)$ des courbes

$$\mathfrak{J} = C'\mathfrak{J}_{max} \tag{2}$$

(I', II', III', fig. 1) C et C' étant des paramètres, H une fonction de la température.

On suppose expressément qu'à toutes les températures les conditions magnétiques de fixation des points sont identiques (toutes les courbes de première aimantation ou toutes les courbes des sommets des cycles, etc.) autrement il ne serait même plus possible de parler de « surfaces $\varphi(\mathfrak{J}, \mathcal{H}, t) = 0$ ». Les points situés sur chacune des sections déterminées comme il vient d'être dit sont « homologues » entre eux et ce terme s'applique également à leurs coordonnées [2].

[1] Les notations usitées ici sont celles adoptées par le récent Recueil de constantes de la Société française de Physique. L'aimantation à saturation $\mathfrak{J}_{max}$ est ici synonyme d'aimantation spontanée (voir travaux de M. P. Weiss).

[2] J'ai établi les propositions résumées ici en admettant un ferromagnétique composé de cristaux enchevêtrés du type de la pyrrhotine, et dans cette hypothèse précise j'ai indiqué les valeurs des paramètres; mais la méthode elle-même peut s'appliquer à d'autres schémas; en tout cas pour l'objet du présent travail, on verra plus loin qu'il suffit d'une hypothèse très générale.

La simplicité que cette loi très générale introduit dans l'expression des fonctions thermomagnétiques est manifeste puisqu'elle les ramène toutes à une seule l'aimantation à saturation, maintenant connue pour les corps purs et nombre d'alliages ferromagnétiques (voir les travaux de M. P. Weiss et de ses collaborateurs MM. Hegg, O. Bloch, Preuss). Mais il faudra encore de nombreuses expériences pour confirmer ou infirmer sa validité générale. Cette note est consacrée à mettre en regard de l'exvérience deux théorèmes particuliers qui découlent de la loi et que nous allons d'abord établir.

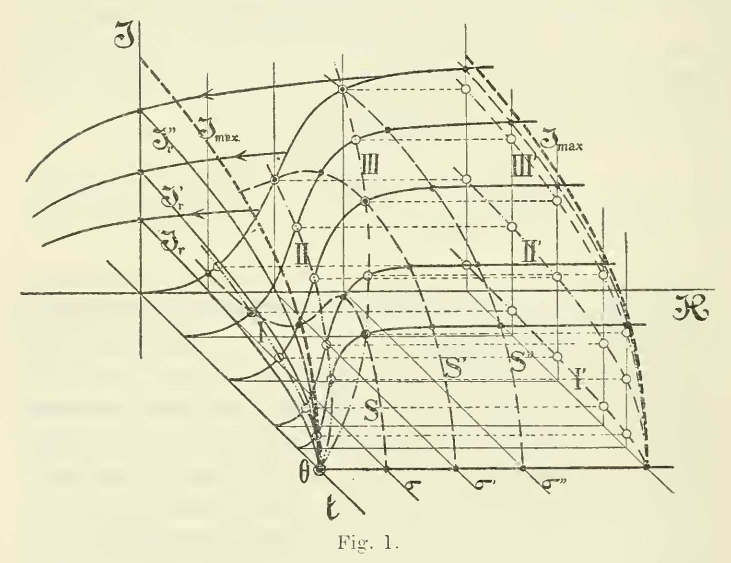


Fig. 1.

Parmi toutes les séries de champs homologues, il en est une particulièrement simple, celle des champs *nuls* obtenue en donnant au paramètre C de la relation (1) la valeur O, quelle que soit du reste la fonction H). En lui appliquant le principe général, on arrive à la conclusion :

L'aimantation dans un champ nul varie avec la température suivant la même loi que l'aimantation à saturation.

L'aimantation dans un champ nul n'étant autre que l'aimantation rémanente $\mathfrak{J}_r$ proprement dite et la proposition énoncée s'appliquant à une valeur initiale quelconque, elle contient le théorème suivant :

L'aimantation rémanente est à un facteur constant près la même fonction de la température que l'aimantation spontanée.

D'ailleurs il est bon de remarquer que si l'on veut n'obtenir que ce théorème particulier, on peut le faire en s'appuyant sur une base moins restreinte que celle qui m'a conduit à la loi générale : Nous admettrons seulement l'existence dans chaque élément cristallin d'une direction déterminée le long de laquelle le corps est aimanté à saturation en l'absence de tout champ extérieur (aimantation spontanée) ; nous ne faisons donc aucune hypothèse sur la nature des modifications à cette direction qu'un champ extérieur peut provoquer. Le corps considéré étant un enchevêtrement d'un grand nombre d'éléments semblables, il apparaîtra aimanté si les directions des aimantations spontanées des éléments sont inégalement représentées ; l'aimantation rémanente est alors *la somme des composantes de ces vecteurs aimantation* dans la direction la plus privilégiée. Par variation de la température, chacun de ces vecteurs varie suivant la même loi ($\mathfrak{I}_{max} = f(t)$) et par suite (les cristaux ont des positions invariables) leurs composantes et les sommes de celles-ci également : le théorème ci-dessus n'est que l'expression de cette constatation. Dans ce raisonnement, on suppose implicitement que l'aimantation spontanée ne se *renverse dans aucun des éléments cristallins* ce qui exige qu'aucun champ extérieur n'agisse pendant la variation de température ; ce qui exige aussi que les actions magnétiques mutuelles des cristaux aient une action moyenne négligeable, un point que seule l'expérience peut trancher.

Notons aussi que la marche suivie montre évidemment que *la valeur initiale de l'aimantatiou rémanente est indifférente.*

Enfin la démonstration ne suppose rien sur le sens de la variation de la température d'où l'on conclut que *l'aimantation résiduelle doit repasser par les mêmes valeurs à températures croissantes et décroissantes* [1].

Cela sous la seule réserve que la température n'atteigne pas le point de Curie ; en ce point en effet, l'aimantation spontanée

[1] Bien entendu si l'aimantation spontanée est elle-même thermiquement réversible.

disparaît et à sa réapparition par refroidissement subséquent les directions dans chaque élément cristallin se répartissant suivant les lois du hasard, c'est-à-dire sans aucune direction privilégiée, aucune aimantation globale ne réapparaît : le corps est dénué d'aimantation rémanente. Les courbes $\mathfrak{I}_r$, $\mathfrak{I}_r'$, $\mathfrak{I}_r''$ de la figure 1 traduisent graphiquement les théorèmes démontrés.

Il n'est pas superflu pour saisir ce que ces théorèmes ont d'inattendu, de se rappeler ici les faits observés dans un champ constant *différent de zéro.* Dans ce cas (dans la région de grande susceptibilité en particulier) de nombreuses expériences ont donné les courbes les plus capricieuses (voir S, S′, S″, sections par les plans σ, σ', σ'', fig. 1) plus ou moins grossièrement semblables, et dans les champs moyens seulement, à un type général de l'allure suivante : une augmentation de l'aimantation d'abord lente, puis plus rapide, un maximum puis une chute rapide jusqu'à 0 à une température plus ou moins supérieure au point de Curie θ suivant le champ ; en outre, l'irréversibilité thermique est la règle. Ces faits s'accordent aussi avec l'existence de l'aimantation spontanée comme je l'ai montré autre part [1].

On voit qu'aucune de ces complications ne semble devoir se manifester avec l'aimantation rémanente qui se présente au contraire sous la forme d'une fonction régulièrement décroissante et réversible de la température.

A l'expérience de décider si cette prévision est fondée. Les recherches sur les variations thermiques de l'aimantation de *barreaux* sont assez nombreuses depuis les premières de G. Wiedemann (de 1850 à 1870) : elles ont mis au jour en général des fonctions qui d'abord ne rappellent guère $\mathfrak{I}_{max} = f(t)$, qui en outre ne sont pas réversibles et qui enfin, complication plus grave, ne sont même pas caractéristiques d'une substance donnée puisque le « coefficient de température » dépendait essentiellement de la *forme des barreaux*... autant de constatations qui semblent en opposition formelle avec les prévisions théoriques. Il est cependant aisé de voir qu'en dépit de l'apparence, on ne saurait rien conclure de semblable : Ce que les observa-

[1] Mémoire précité, chapitre V, § 29.

teurs ont étudié n'est pas, en effet, la matière dans un champ nul, mais la matière *dans son propre champ démagnétisant,* c'est-à-dire dans un champ de sens inverse à l'aimantation et qui peut atteindre des valeurs considérables [1].

Ce dernier aura pour effet de renverser l'aimantation des cristaux donnant une contribution positive à l'aimantation globale chaque fois que ses composantes dans les directions d'aimantation respectives de ces éléments cristallins se trouveront dépasser leur champ coercitif (celui-ci diminuant continuellement avec l'élévation de la température), et comme ce champ *démagnétisant* ne peut évidemment jamais avoir l'effet inverse même par refroidissement subséquent du corps, l'aimantation ne peut que *diminuer plus rapidement que* $\mathfrak{J}_{max}$ *et présenter de l'hystérèse thermique,* ces deux conséquences devant s'accuser d'autant plus fortement que l'aimantation initiale est plus grande et le barreau de forme moins allongée. C'est bien là ce que les travaux expérimentaux anciens ont démontré et on voit bien qu'il n'y a aucune contradiction avec le principe théorique qui nous occupe. Celui-ci, et je reviens encore une fois sur ce point qui peut donner la raison profonde de beaucoup de divergences, suppose expressément que l'aimantation spontanée ne change de signe dans aucun des éléments cristallins pendant la variation de la température.

D'ailleurs, en l'absence des raisons théoriques qui précèdent, l'aspect des données tirées successivement de l'expérience aurait pu mettre plus tôt sur la voie qui devait conduire à la simplicité : l'étude des aimants en rendant les champs démagnétisants négligeables dans la mesure du possible. Ce n'est

[1] Par exemple avec une aimantation rémanente de 1000 (pour du fer) les champs démagnétisants seraient, $\frac{d}{e}$ désignant le rapport du diamètre à la longueur des barreaux :

pour $\frac{d}{e} = \frac{1}{10}$ de 255 gauss

$\frac{1}{20}$ » 85 »

$\frac{1}{100}$ » 5 »

que tout récemment (1912) que s'y est engagé Ashworth dans le travail précité et les résultats se sont de suite révélés singulièrement plus clairs que ceux des travaux antérieurs d'autres physiciens et d'Ashworth lui-même ; en voici le résumé :

I. L'aimantation rémanente subsistant après aimantation à saturation de barreaux *allongés* de fer, de nickel et de cobalt devient rigoureusement réversible en fonction de la température après quelques cycles.

II. Cette aimantation suit à quelques fluctuations près la même loi pour les trois corps et cette loi ne diffère guère de celle obtenue par Honda et Shimizu [1] pour l'aimantation du fer dans un champ de 400 gauss.

Ces résultats sont réunis sur la fig. 2 dans laquelle les ordonnées sont les rapports de l'aimantation rémanente observée à sa valeur au zéro absolu et les abscisses les rapports des températures à celles du point de Curie respectivement pour chacun des trois corps ; la courbe ponctuée est celle de Honda et Shimizu.

On voit par là combien une expérimentation effectuée sur des barres à faible coefficient démagnétisant, partant plus rationnelle, a immédiatement fait se rapprocher les faits des prévisions de la théorie. Il subsiste cependant deux divergences qu'il est intéressant de discuter.

Le théorème démontré plus haut prévoit la réversibilité complète, tandis que le physicien anglais indique qu'il est nécessaire « to heat and cool the magnet several times until a cyclic condition was reached », ensuite de quoi la réversibilité est parfaite sous la réserve de ne pas atteindre la température du point de Curie ; en l'absence de données plus précises sur ce point là et sur les dimensions des barreaux dans le mémoire de l'auteur, on peut attribuer cette irréversibilité de début de façon plausible aux champs démagnétisants, certainement pas immédiatement négligeables, puisqu'il aimantait toujours à saturation.

Quant à la deuxième divergence, d'ailleurs faible, le sens dans lequel elle se manifeste tend, contrairement à ce que l'on pourrait attendre, à *accentuer l'accord avec la théorie,* comme

[1] *Phil. Mag.*, ser. 6, vol. X, 1905, p. 548.

nous allons nous en rendre compte. Considérons (fig. 2) la courbe $\mathfrak{I}_r = f(t)$, on voit qu'elle est un peu *moins aplatie* que $\mathfrak{I} = f(t)$ (courbe ponctuée) relevée par Honda et Shimizu dans un champ constant de 400 gauss ; or d'après divers travaux de M. P. Weiss et de ses collaborateurs, dont Asworth n'a pas eu

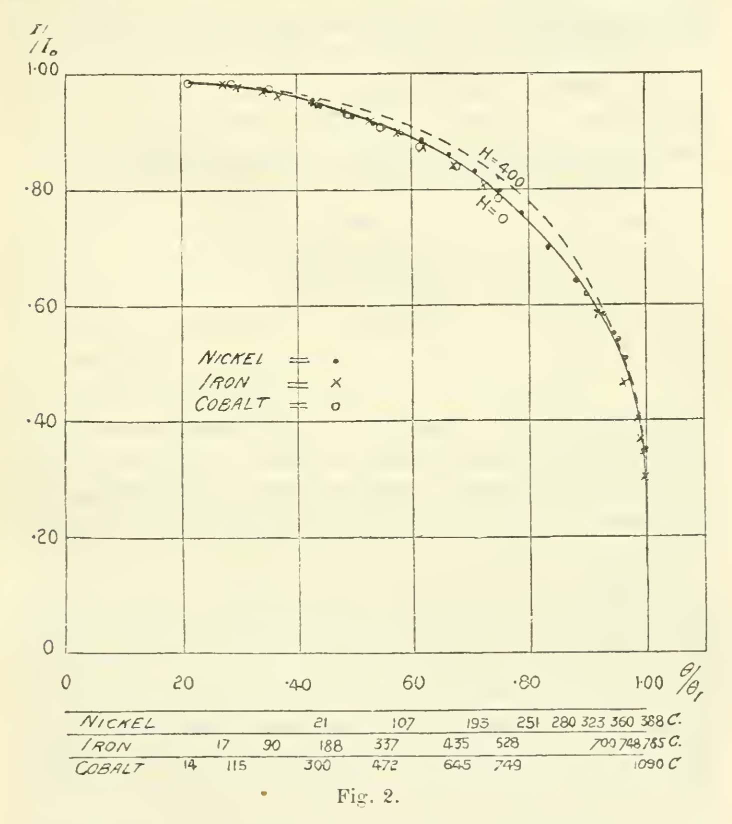


Fig. 2.

connaissance probablement, la saturation (de l'ensemble du corps dans la direction d'un champ inducteur extérieur) n'est atteinte pour des températures éloignées du point de Curie que dans des champs plus intenses de plusieurs milliers de gauss; dans des champs de l'ordre de 400 gauss, $\mathfrak{I} = f(t)$ est alors réellement plus aplatie que $\mathfrak{I}_{max}$ (saturation complète) ; les courbes $\mathfrak{I}_r$ de Ashworth sont par conséquent une image *sensiblement meilleure de l'aimantation à saturation* $\mathfrak{I}_{max}$ que la

courbe de Honda et Shimizu à laquelle il les compare, ce qui est bien la vérification annoncée.

On voit donc en résumé qu'à examiner les choses de près, les expériences faites jusqu'ici non seulement n'impliquent aucune contradiction avec la loi théorique, mais que les plus récentes en donnent même des confirmations très nettes ; et elles mettent particulièrement en évidence cette prévision de la loi qu'il y a une différence fondamentale entre les fonctions thermomagnétiques à champ nul (qu'elle identifie avec celles à champs très intenses) et celles à champs constants de grandeurs moyennes. Et la similitude qui ressort des expériences entre les fonctions $\mathfrak{I}_r$ et $\mathfrak{I}_{max}$ libère déjà de la réserve faite plus haut sur la validité de nos considérations théoriques, à savoir que les actions intercristallines pourraient avoir un effet appréciable. Cependant les recherches expérimentales que nous venons d'utiliser, conduites sans nos raisons théoriques précises, ne donnent encore que des arguments partiels ; les recherches en voie d'exécution devront s'étendre à des champs strictement nuls et rechercher en outre si *toutes* les courbes d'aimantation rémanente observées dans ces conditions sont *en affinité* (sens géométrique du mot) quel que soit leur point de départ.

Si l'expérience donne une réponse affirmative générale, ce que l'on est en droit d'espérer, on aura acquis, outre la solution définitive et claire du problème déja si ancien de la variation thermique de l'aimantation rémanente, *une preuve directe de l'existence de l'aimantation spontanée* pour laquelle on n'a jusqu'ici, à ma connaissance, que celle très indirecte et d'ailleurs très importante de la discontinuité des chaleurs spécifiques au point de Curie [1]. Et l'on aura acquis aussi un moyen d'étudier les variations thermiques de cette même aimantation spontanée sans qu'il soit nécessaire de disposer de champs intenses, un avantage qui pourra être précieux avec certains alliages particulièrement durs et aussi pour les basses températures.

Lausanne, février 1913.

[1] P. Weiss et P. N. Beck. Chal. spéc. et champ moléculaire. *Journ. de Phys.*, 1908 (4), t. VII, p. 249-264.

SUR

L'AZOTURE D'ALUMINIUM

ET

L'UTILISATION DE L'AZOTE ATMOSPHÉRIQUE

PAR

Fr. FICHTER

Professeur à l'Université de Bâle

G. v. Bunge a blâmé, dans son *Traité de chimie physiologique* la téméraire légèreté avec laquelle l'homme gaspille la provision restreinte de l'azote terrestre dans la poursuite d'un idéal contraire à la civilisation. «Un seul coup de canon, écrit-il, dans lequel on emploie seulement une livre de poudre, détruit autant d'azote combiné qu'il en existe dans trois millions de litres d'air atmosphérique. Dans ce sens on peut affirmer que chaque coup d'une arme à feu anéantit de toute façon beaucoup de vies, que le projectile atteigne ou non un être vivant. Car par la mort d'un individu aucune vie n'est en réalité détruite, puisque la décomposition de son cadavre engendre de la vie nouvelle; tandis que si l'azote combiné disparaît, alors le capital, dont dépend la somme de vie, est diminué définitivement».

Le hommes, d'un côté, décomposent les combinaisons azotées avec mise en liberté d'azote, soit dans leurs guerres, soit dans leurs préparatifs de guerre. Il le font encore dans d'autres circonstances, produites volontairement, mais difficiles à éviter, comme, par exemple, dans la combustion du charbon (contenant de l'azote) pour le chauffage. Mais, d'autre part, ces mêmes hommes ont cherché, à l'aide de la science et de la technique, à recombiner l'azote libre de l'atmosphère pour remédier à leur

prodigalité. Déjà, il y a plus de cinquante ans, C. F. Schönbein croyait avoir trouvé, au cours de ses travaux sur la nitrification[1], que le nitrite d'ammonium prend naissance à partir de l'azote de l'air par union directe avec l'eau. Quoique ces observations ne soient pas tout à fait concluantes (ainsi Schönbein n'a pas pris suffisamment en considération la possibilité de la formation d'oxydes de l'azote dans la flamme du gaz), il en est résulté un puissant stimulant, et aujourd'hui nous disposons d'au moins quatre méthodes différentes, techniquement utilisables, pour transformer l'azote de l'air en composés azotés:

1° La combinaison de l'azote avec l'oxygène pour former le bioxyde d'azote[2].

2° La combinaison de l'azote au carbure de calcium pour former la cyanamide calcique.

3° L'union de l'azote et de l'hydrogène avec formation d'ammoniaque[3].

4° La combinaison de l'azote avec l'aluminium pour former l'azoture d'aluminium.

Je parlerai ici de cette dernière réaction, tout d'abord brièvement au point de vue scientifique, et je me baserai pour cela sur les recherches de M. le Dr. A. Spengel[4], terminées récemment.

Briegleb et Geuther[5] sont les premiers qui aient observé la possibilité d'une combinaison entre l'azote et l'aluminium chauffé. John W. Mallet, mort récemment à Charlottesville à l'âge de 80 ans, a préparé en petite quantité l'azoture d'aluminium pur, dans une recherche entreprise dans un autre but[6]. L'affinité de l'aluminium pour l'azote est très considérable. En employant de l'aluminium finement pulvérisé et presque pur,

[1] *Archives de Genève*. Nouv. pér. 1862, **14**, p. 170.

[2] Comme orientation, je citerai: Ph. A. Guye. *Verh. Schweiz. Naturf. Ges.*, 1905, p. 79. *Bull. Soc. chim. de France*. (4), **5**, I, LXVIII.

[3] E. Briner et E. Mettler. *Journ. ch. phys.*, 1908, **6**, p. 137. F. Haberk et R. Le Rossignol. *Zeitschr. für Elektroch.*, 1913, **19**, p. 53.

[4] Diss. Bâle, 1912.

[5] *Ann. d. Chem.*, 1862, **123**. p. 228.

[6] *Ibid.*. 1877, **186**, p. 155.

la préparation de l'azoture marche facilement lorsqu'on fait passer l'azote sur le métal dans un tube en nickel chauffé dans un fourneau d'Heraeus. L'absorption de l'azote commence vers 700°, elle se fait plus rapidement vers 820°. Alors l'azote s'absorbe violemment et la température, si l'on n'emploie pas de trop petites quantités de substance, monte en peu de temps, à l'intérieur de la masse en réaction, au-dessus de 1300°, même si on interrompt le chauffage. Il se passe sans aucun doute une réaction exothermique.

Le produit de cette première réaction est une masse blanche, dure, agglomérée, dans laquelle se trouvent encore des parties grises qui sont de l'aluminium non combiné. En pulvérisant cette masse et en la chauffant de nouveau à 1100-1200°, on obtient un azoture presque pur. Il répond à la formule AlN et devrait donc contenir 34,08 % d'azote. Le produit le plus pur, préparé par le Dr E. Alber[1], possédait une teneur en azote de 33.13 %, un autre, préparé par le Dr A. Spengel, de 32,79. On est, dans cette méthode, dépendant de la pureté de la poudre d'aluminium commerciale; celle-ci contient toujours de l'oxyde d'aluminium, du silicium, du fer (dans un échantillon 0,85% Si et 1,24 % Fe), qui abaissent comme poids mort la teneur en azoture.

Plusieurs auteurs se sont occupés récemment de la préparation de l'azoture d'aluminium : A. J. Sofianopoulos[2] et D. Wolk[3] l'obtiennent en chauffant la poudre d'aluminium dans un courant d'ammoniaque. Kohn-Abrest[4] le prépare dans un courant d'azote à 900° et obtient un produit gris foncé, insuffisamment saturé d'azote, qu'il considère, sans apporter de preuve à l'appui, comme un sous-azoture[5]. A. C. Vournasos[6], enfin, prépare l'azoture d'aluminium par l'action de l'aluminium métallique sur des cyanures. Il résulte de ses descriptions que l'apparence et la nature du produit varient un peu suivant la façon de pro-

[1] *Zeitschr. für anorg. Chemie*, 1907, **54**, p. 322.
[2] *Bull. Soc. chim. de France*, 1909 (4), **5**, p. 614.
[3] *Comptes Rendus*. 1910, **151**, p. 318.
[4] *Ibid.* 1910, **150**, p. 918.
[5] O. Serpek. *Ibid.* 1910, **150**, p. 1520.
[6] *Bull. Soc. chim. de France*, 1911 (4), **9**, p. 506.

céder. A basse température on obtient une masse légère, spongieuse, à plus haute température (comme nous le faisons nous-même), une matière dense, agglomérée, dure, dont la puissance de réaction vis-à-vis de la première paraît plus faible.

Une preuve de la grande affinité de l'aluminium pour l'azote nous est donnée par une série d'observations sur la formation de l'azoture d'aluminium à partir de l'aluminium et de l'air. En effet, dans ce cas, malgré la grande affinité de l'aluminium pour l'oxygène, l'azote entre aussi en réaction. Ainsi C. Matignon [1] obtient par la combustion de la poudre d'aluminium pure dans l'air, à côté d'oxyde d'aluminium, de l'azoture. Avec le Dr. E. Alber j'ai trouvé qu'en ajoutant une petite quantité de noir de fumée, la formation de l'azoture est grandement facilitée. On chauffe au chalumeau un mélange de 32 gr. de poudre d'aluminium et de 1,5 gr. de noir de fumée dans un creuset couvert. Lorsqu'on enlève ensuite le couvercle, il se passe une combustion vive de tout le contenu du creuset, qui s'empare en moyenne de 20 % d'azote, et jusqu'à 26,7 % dans certains échantillons.

Des recherches analogues ont été effectuées par Frank E. Weston et H. R. Ellès [2], qui ont donné une explication de l'action favorable du charbon.

Il ressort de tous ces faits que l'aluminium possède une grande tendance à se combiner à l'azote. Cela est très compréhensible si l'on examine sa place dans le système périodique ; tous les éléments du troisième groupe forment avec une facilité remarquable des azotures. Celui de bore prend naissance déjà lorsqu'on chauffe simplement au rouge du borax et du chlorure d'ammonium. Les métaux des terres rares (qui, il est vrai, n'appartiennent pas tous à ce troisième groupe) se combinent directement à chaud avec l'azote. Avec le cérium et quelques autres on obtient même les azotures en faisant réagir l'azote ou l'ammoniaque sur les carbures.

Une réaction générale de tous ces azotures est leur décomposition par l'eau, qui donne, d'une part de l'ammoniaque, de

[1] *Comptes Rendus* 1900, **130**, p. 1390.

[2] *Transactions Faraday Soc.*, 1908, **4**, p. 60.

l'autre l'hydrate du métal. Dans le cas de l'azoture d'aluminium, la réaction se passe comme suit :

$$AlN + 3H_2O = Al(OH)_3 + NH_3$$

A l'air humide, la décomposition est très lente; cependant on perçoit toujours une faible odeur d'ammoniaque dans les flacons qui contiennent de l'azoture d'aluminium. Plus celui-ci est poreux, plus il est facilement décomposé par l'humidité atmosphérique.

Une réaction rapide et complète, suivant l'équation ci-dessus, est cependant relativement difficile à atteindre. Même lorsqu'on fait bouillir longtemps l'azoture avec une abondante quantité d'eau, une partie seulement de l'ammoniaque est mise en liberté. En tube fermé à 135°, la décomposition n'est pas quantitative après plusieurs heures, car l'hydrate qui se forme agit comme couche protectrice.

La décomposition de l'azoture marche beaucoup plus facilement au moyen de solutions aqueuses d'alcalis, et à l'ébullition on obtient une transformation quantitative. Violente est la décomposition par les alcalis en fusion. Nous avons employé longtemps cette dernière réaction pour l'examen analytique de nos produits. L'azoture est fondu avec de la potasse dans un cylindre d'acier fermé par un couvercle de bronze bien rodé. L'ammoniaque se dégage par un tube adapté au couvercle, tandis qu'un second tube, plongeant profondément dans le cylindre en acier, sert à introduire un courant d'air pour chasser les dernières traces d'ammoniaque. Mais, d'un côté, la fermeture hermétique de l'appareil ne peut pas toujours être obtenue, de l'autre le cylindre d'acier, sous l'action de la potasse en fusion, devient parfois perméable. Nous avons donc plus tard abandonné cette méthode, malgré sa rapidité, en faveur d'une autre plus sûre, que nous allons décrire.

Les solutions aqueuses de différents acides attaquent facilement à chaud l'azoture d'aluminium avec formation des sels d'aluminium et d'ammonium, d'après l'équation générale:

$$AlN + 4HR = AlR_3 + NH_4R$$

L'acide fluorhydrique est celui qui agit le plus rapidement,

mais il est préférable d'employer l'acide sulfurique relativement dilué, à 20 ou 30 %. Il dissout, ou au moins désagrège complètement, à ébullition modérée, en 5 ou 6 heures, l'azoture aggloméré placé dans un ballon rond à long col ; de telle sorte qu'en distillant ensuite avec un excès d'alcali, l'azote de l'azoture est rapidement et en totalité transformé en ammoniaque. Nous avons ainsi une méthode pratique qui est complètement analogue à la méthode bien connue de Kjeldahl. Elle nécessite, à vrai dire, plus de temps que la méthode à la fonte alcaline, mais elle est beaucoup plus sûre et les opérations peuvent être exécutées sans une surveillance constante.

L'acide chlorhydrique aqueux attaque aussi rapidement l'azoture d'aluminium, tandis que l'acide bromhydrique et l'acide nitrique ne le font que lentement. Dans tous les cas, d'ailleurs, il faut employer des acides dilués et non des acides concentrés. Ceux-ci donnent lieu, en effet, de suite à la formation de couches de sels insolubles, qui protègent la substance contre l'action ultérieure de l'acide.

Très intéressante est la manière dont se comportent les échantillons d'azoture d'aluminium contenant des impuretés provenant de la poudre d'aluminium, lorsqu'on les chauffe dans un courant de gaz acide chlorhydrique complètement sec. Le fer qui s'y trouve, ainsi que l'aluminium non transformé, sont beaucoup plus vite attaqués que l'azoture lui-même, de sorte qu'on obtient ainsi une purification et une amélioration de l'azoture brut. La substance mentionnée plus haut, à 32,79 % d'azote, préparée par le D[r] Spengel, accusa une perte de poids de 4,56 % après une brève action de l'acide chlorhydrique gazeux au rouge. En même temps, par suite de la volatilisation des chlorures de fer et d'aluminium, la teneur en azote monta à 33,65 % (théorie 34,08 %), et l'azoture devint complètement blanc. Le chlore et les vapeurs de brome agissent de même, cependant il faut avoir soin de les dessécher complètement.

A plus haute température, et par une action plus prolongée, l'azoture d'aluminium réagit aussi avec le gaz acide chlorhydrique sec pour donner des chlorures d'aluminium et d'ammonium qui se volatilisent. Le chlore fournit, par une action plus prolongée, du chlorure d'aluminium et de l'azote libre, tandis que

les vapeurs de brome attaquent à peine l'azoture. En présence de vapeurs d'eau, l'acide chlorhydrique gazeux et le gaz chlore réagissent très vivement à chaud avec l'azoture d'aluminium

Les oxydants transforment l'azoture en oxyde d'aluminium et, dans la plupart des cas, l'azote est mis en liberté. A 800° l'oxydation par l'air ou par l'oxygène pur ne se fait que lentement, parce que l'oxyde formé empêche la pénétration des gaz. A plus haute température l'action est plus énergique, et à environ 1140° l'anhydride carbonique agit comme un oxydant. Le bichromate de potassium pulvérisé réagit énergiquement à chaud avec l'azoture d'aluminium, en donnant des combinaisons oxygénées de l'azote. Avec le chromate de plomb, l'azote se laisse déterminer quantitativement comme dans une substance organique azotée. Mais dans ces réactions et dans d'autres semblables, comme par exemple l'oxydation au moyen du peroxyde de sodium (qui a lieu avec incandescence), la transformation n'est souvent qu'incomplète.

L'azote de l'azoture d'aluminium se laisse enfin éliminer à l'état de cyanure, lorsqu'on chauffe l'azoture avec un mélange de carbonate de soude, de carbonate de potasse et de charbon dans une atmosphère d'oxyde de carbone à 750-800°. Mais cette transformation n'a pu être réalisée d'une manière quantitative, même en chauffant longtemps.

Les réactions que nous venons de décrire peuvent servir provisoirement à établir un tableau de comparaison entre l'azoture d'aluminium et d'autres azotures. Cependant nos recherches sont encore incomplètes sur ce point, car nous n'avons suivi les réactions de l'azoture d'aluminium que jusque vers 1300°, et précisément pour cette substance, sa manière de se comporter aux températures plus élevées serait très importante et intéressante à connaître. En effet, dans la préparation technique de l'azoture d'aluminium, que je décrirai dans ses traits caractéristiques, on doit compter avec des températures voisines de 2000°. Je remercie le D[r] O. Serpek, qui a découvert et développé le procédé de préparation technique de l'azoture d'aluminium, de m'avoir fourni sur ce sujet une série de communications intéressantes.

Naturellement, dans la préparation technique, on ne peut se

servir d'aluminium métallique ; la réaction doit être obtenue à partir de l'oxyde d'aluminium. Mais celui-ci ne se laisse pas sans autre réduire par le charbon. Si on chauffe un mélange d'oxyde et de charbon au four électrique, on obtient, d'après Moissan[1], un mélange de carbure et d'aluminium métallique. En outre, vu la grande affinité de l'azote pour l'aluminium, la marche de la réaction est fortement influencée par la présence d'azote. Oerstedt a trouvé, en 1824, qu'un mélange d'oxyde d'aluminium et de charbon, traité par le chlore, donne du chlorure d'aluminium et de l'oxyde de carbone. Ceci se passe déjà au rouge, c'est-à-dire à une température qui est bien loin d'atteindre celle qui est nécessaire pour faire réagir l'oxyde d'aluminium et le charbon dans une mesure appréciable. De même, un mélange d'oxyde d'aluminium et de charbon réagit avec l'azote pour donner de l'azoture d'aluminium et de l'oxyde de carbone, suivant l'équation :

$$Al_2O_3 + 3C + 2N = 2AlN + 3CO$$

Cette réaction se passe déjà à une température, qui, il est vrai, est supérieure à celle qui est nécessaire à la formation du chlorure d'aluminium, mais n'atteint pas celle qui est nécessaire à la formation de quantités appréciables d'aluminium ou de carbure d'aluminium.

La meilleure température[2] est située entre 1800 et 1850°. Si l'on chauffe au-dessus de 2000°, l'oxyde d'aluminium fond[3] et l'on obtient le mélange de carbure d'aluminium et d'aluminium métallique dont j'ai parlé plus haut ; mais la masse perd sa nature pulvérulente et perméable, et la combinaison avec l'azote devient impossible. C'est pourquoi les fours à arc, décrits par de nombreux inventeurs[4] spécialement pour la préparation des

[1] Le four électrique, 1897, p. 322. P. Askenady et A. Lebedeff. *Zeitschrift für Elektrochemie*, 1910. **16**, p. 559.

[2] Brevet suisse 48,470. 1909.

[3] O. Ruff et O. Goecke, pt de fus. de $Al_2 O_3$: 2020°. *Zeitschr. f. angew Chemie*, 1911, **24**, p. 1459.

[4] H. Mehner. D.R.P. 88,999. Th. L. Willson, Engl. Pat. 1898, 21,755. G. de Chalmot, U.S. Pat. 741.396.

azotures, sont à peine utilisables pour la préparation de celui d'aluminium.

Le carbure d'aluminium obtenu à trop haute température n'est pas en état, pour autant que nous le sachions, de réagir directement avec l'azote. Dans les premiers brevets du Dr O. Serpek[1] l'hypothèse est toutefois émise que la formation de l'azoture, à partir de l'oxyde d'aluminium, du charbon et de l'azote, repose sur une réaction entre le carbure d'aluminium et l'azote. Cette interprétation paraît vraisemblable si on se rappelle les recherches de H. Moissan sur la formation des azotures des métaux des terres rares (Ce, Pr, Nd, Th). Moissan déclare que le carbure d'aluminium ne réagit pas au rouge avec l'azote. Dans nos propres recherches, nous n'avons pu observer jusqu'à 1200° aucune combinaison à proprement parler entre l'azote et le carbure d'aluminium. La question de savoir comment ils se comportent à plus haute température, devra faire l'objet de nouvelles recherches.

Dans la préparation technique de l'azoture d'aluminium, cette question est sans importance, pour autant qu'on reste à une température inférieure à celle où l'oxyde d'aluminium et le charbon donnent du carbure. La conception différente que le Dr O. Serpek a émise dans ses premières publications s'explique facilement par le fait qu'il travaillait à de plus hautes températures. Dans la masse en réaction il se trouvait donc de l'azoture et du métal à côté du carbure, sans qu'il fût possible de se faire une idée claire du processus de formation successive des trois produits.

Pour atteindre et maintenir la température de 1800-1850°, favorable à l'obtention de l'azoture à partir de l'oxyde, du charbon et de l'azote, il est nécessaire d'utiliser un chauffage électrique. Mais le four ne doit pas, pour les motifs indiqués, être un four à arc. La méthode la plus sûre pour créer une température élevée et régulière consiste à employer un conducteur de courant en forme de tube, qui sera relié directement comme résistance à la source d'énergie. Des constructions de ce genre sont en usage dans les laboratoires scientifiques sous différen-

[1] D.R.P. 181,991, 1905 ; 181,992, 1906.

tes formes avec des tubes en charbon[1], silundum[2], platine, iridium[3] ou tungstène[4]. Le Dr O. Serpek a donné une description des fours électriques à tube au point de vue technique[5]. A l'aide d'un tel four, placé dans un cylindre mobile, on obtient un azoture d'aluminium à l'état presque pur à partir du mélange d'oxyde et de charbon. Sur cette masse pulvérisée, fortement chauffée, on fait passer simplement le gaz d'un générateur (soit un mélange d'azote et d'oxyde de carbone). Par suite du mouvement du four, le tout reste bien mélangé. L'oxyde de carbone ne gêne pas du tout la formation de l'azoture; il se forme au contraire pendant la réaction encore plus d'oxyde de carbone. La haute température du four électrique permet encore d'éliminer en même temps les impuretés de l'alumine ou de la bauxite employées comme matières premières. En particulier la silice est réduite et volatilisée à l'état de silicium[6].

Par un principe un peu différent de chauffage électrique, employé dans des recherches précédentes, le Dr O. Serpek a obtenu occasionnellement de l'azoture d'aluminium *cristallisé*. Ce sont des aiguilles hexagonales[7], incolores, brillantes, quelquefois bleuâtres. L'azoture aggloméré, préparé par la méthode décrite ci-dessus (poudre d'aluminium et azote) ne montre aucun signe de cristallisation. Cependant les deux produits sont chimiquement identiques et donnent les mêmes réactions. Leur différence réside (outre la nature cristalline) dans la densité : l'azoture poreux et amorphe a un poids spécifique de 2,88, le cristallisé de 3,18. Cette différence est tout à fait analogue à celle des alumines amorphe et cristallisée. Si on fait bouillir un peu des deux azotures avec de l'acide chlorhydrique relativement dilué, ils sont l'un et l'autre, dans le même temps, décomposés de la même façon.

[1] O. Ruff et O. Goecke. *Zeitschr. f. angew. Chemie*, 1911, **24**, p. 1459.

[2] A. Siewerts et W. Krumbhaar. *Ber. d. deutsch. chem. Gesell.* 1910. **43**, p 893.

[3] V. Wartenberg, *Zeitschr. für phys. Chemie,* 1906, **56**, p. 527, 535.

[4] *Le même, Zeitschr. für Elektrochemie* 1909, **15**, p. 866.

[5] Brevet suisse, 52,901, 52,902 1910. Brevet français 430,553. 1910,

[6] H. Moissan. Le four électrique, 1897, p. 262.

[7] E. Bronnett, *Bull. Soc. ind. Mulhouse*, janvier 1909.

La température de 1800-1850°, indiquée ci-dessus, est fort élevée pour une opération technique et il est difficile de trouver des matériaux qui à la longue y résistent. Le Dr O. Serpek emploie comme matière réfractaire l'azoture d'aluminium lui-même, fortement agglutiné par compression. Mais il utilise aussi, commen moyen accessoire pour abaisser la température de la réaction, les influences catalytiques dues à des substances solides ajoutées au mélange d'oxyde d'alumine et de charbon ou des substances gazeuses introduites dans l'azote. Comme substances solides, de petites quantités d'oxydes étrangers, par exemple d'oxyde de fer (qui se trouve en quantité suffisante dans la bauxite naturelle), accélèrent la fixation de l'azote. Parmi les gaz, la présence d'hydrogène est spécialement favorable. Cela résulte d'une manière frappante d'une remarquable expérience du Dr Serpek, pour la communication de laquelle je le remercie. On chauffe dans un courant d'hydrogène pur un mélange d'oxyde d'aluminium et de charbon contenu dans un tube en charbon qui est introduit comme résistance dans un circuit électrique. Après une heure de chauffe à 1750-1800° on trouve dans le tube de l'azoture d'aluminium pur. A cause de la porosité du tube en charbon et malgré la tension de l'hydrogène, l'air ambiant avait diffusé à l'intérieur, et son azote s'était combiné avec l'aluminium, l'hydrogène accélérant et favorisant cette combinaison. Les nombreuses données de la littérature scientifique sur la préparation des azotures au moyen de l'action de l'ammoniaque sur les métaux, carbures, etc., chauffés, peuvent peut-être aussi être comprises dans ce sens, car les températures employées sont souvent suffisamment élevées pour dissocier partiellement l'ammoniaque, de sorte qu'il y a ensuite une action combinée de l'azote et de l'hydrogène. Du reste, il n'est aucunement nécessaire que les deux gaz soient mélangés exactement dans le même rapport stœchiométrique que dans l'ammoniaque; déjà des teneurs beaucoup plus faibles d'hydrogène dans l'azote sont actives.

Par l'emploi simultané des actions favorables des oxydes étrangers et de l'hydrogène, on est arrivé, d'après les dernières recherches du Dr Serpek, à abaisser la température favo-

rable à la formation de l'azoture d'aluminium de 1800° à environ 1500°.

Il est très douteux que la fabrication de l'azoture d'aluminium et de l'ammoniaque pût se développer et réussir rapidement si elle devait s'établir comme branche d'industrie indépendante. Mais ce procédé nouveau d'utilisation de l'azote de l'air se trouve être dans une situation favorable par le fait qu'il vient s'intercaler comme nouveau chaînon dans une chaîne d'opérations techniques entreprises depuis longtemps. L'alumine brute que l'on trouve dans la nature doit être purifiée pour la préparation du métal aluminium ou de ses composés. D'après le procédé simple et classique de K. I. Bayer on la calcine et on la dissout à chaud et sous pression dans une solution concentrée d'alcali, puis on en sépare les impuretés par filtration, après dilution de la solution. La solution d'aluminate ainsi obtenue est instable et laisse déposer spontanément la plus grande partie de l'hydrate d'aluminium dissous, surtout si l'on y introduit un peu d'hydrate déjà précipité. Au lieu de traiter directement l'alumine calcinée par la solution alcaline, on la transformera d'abord d'après le nouveau procédé en azoture. Pour cela on la mélangera à du charbon et on la traitera par le gaz d'un générateur dans un four électrique rotatif. L'azoture sera ensuite beaucoup plus facilement attaqué par la solution alcaline que l'alumine calcinée, et cela ne nécessitera ni une solution aussi concentrée, ni une température aussi élevée que dans le procédé de Bayer. Dans ce traitement il se dégagera de l'ammoniaque et il se formera une solution d'aluminate. La purification de l'alumine brute se fera plus vite et plus sûrement par ce nouveau procédé. En effet, une partie des impuretés siliciques de la bauxite seront volatilisées par le traitement au four électrique, tandis que l'oxyde de fer, réduit en fer métallique, sera facilement éliminé lors de la dissolution dans les alcalis. On pourra travailler tout le temps avec une solution alcaline diluée et éviter ainsi les évaporations sans cela constamment nécessaires. L'ammoniaque n'apparaît presque, dans cette manière de procéder, que comme un produit accessoire. Cependant elle prend naissance à partir de l'azote libre

de l'air et représente donc un bénéfice qui contribuera à maintenir sur notre terre l'avenir des êtres vivants.

En terminant je tiens à remercier encore mes collaborateurs MM. les Drs E. Alber et A. Spengel pour leur concours soigneux et consciencieux dans la partie expérimentale. Mes remerciements vont aussi à M. le Dr O. Serpek pour ses renseignements précieux et pour l'abandon qu'il m'a fait de beaux échantillons d'azoture d'aluminium cristallisé.

Bâle. Laboratoire de chimie inorganique de l'Institut de Chimie. Février 1913.

COMPTE RENDU DES SÉANCES

DE LA

SOCIÉTÉ SUISSE DE PHYSIQUE

réunie à Zurich les 7 et 8 mars 1913

Président : M. le prof. P. Weiss (Zurich).
Secrétaire : M. le prof. Veillon (Bâle).

Président. Partie administrative. — Ch.-Eug. Guye et Mlle Vassilief. Le frottement intérieur des verres. — Jean Perrin. Observations sur les lames minces. — Aug. Hagenbach. Sur une détermination électrique de l'épaisseur de la tache noire dans les lames d'eau de savon. — P. Chappuis. Une nouvelle détermination du point d'ébullition du soufre. — C. Hess. Sur la formation des trombes par vagues aériennes. — O. Lehmann. Détermination des forces moléculaires dans les cristaux par variation de structure. — Laue. Interférences de rayons Röntgen produites par les réseaux cristallins. — Joh. Kœnigsberger. L'effet de Hall. — H. Greinacher. 1) Sur l'électromètre à vibrations. 2) Sur les arcs mobiles dans les parafoudres et phénomènes semblables. — Alb. Gockel. Sur le rayonnement radioactif dans l'atmosphère. — Ratnowski. Preuve expérimentale de l'existence de dipôles électriques dans les diélectriques liquides. — Emile Baur. Sur la combustion du charbon dans la pile voltaïque. — Edgar Meyer et Walther Gerlach. Sur l'émission photo-électrique d'électrons par des particules métalliques ultra-microscopiques. — Walther Gerlach. Sur des mesures absolues du rayonnement. — J. de Kowalski. Influence de la température sur la phosphorescence. — O. Stern. Sur la chaleur spécifique de l'hydrogène aux basses températures. — A. Einstein. Energie au zéro absolu et formules théoriques du rayonnement. — R. Fortrat. Phénomène de Zeeman dans les champs très intenses. — F. Paschen. Sur le triplet de série 3947,5 U. A. de l'oxygène. — R. Fortrat. Sur une bande de l'azote sensible au champ magnétique. — Ed. Guillaume. Les équations mécaniques de M. Appel et l'électrodynamique. — A. Wolfer et F. Turrettini. Présentation du nouveau réfracteur double de 340 millimètres de l'Observatoire fédéral. — J. Kuhlmann. Isolateurs à haute tension. — Pierre Weiss. L'état actuel de la question du magnéton. — Albert Perrier. Théorèmes sur la dépendance de l'aimantation rémanente et de la température. — Auguste Piccard. Les coefficients d'aimantation de l'oxygène et de l'acide azoteux. — G. Foëx. Le champ moléculaire négatif. — Renker. Propriétés magnétiques des ferronickels et des ferrocobalts. — Renger. Sur l'aimantation initiale du fer et de la magnétite en fonction de la température.

M. Pierre WEISS, président de la Société, souhaite la bienvenue aux savants étrangers qui, plus nombreux que dans les séances précédentes, ont bien voulu prendre part aux travaux de la Société suisse de Physique et auront ainsi contribué pour une très notable part au succès de la réunion de Zurich.

Il est heureux de voir dans l'assemblée le professeur O. Lehmann, de Carlsruhe, les professeurs F. Paschen et Edgar Meyer, de Tubingue, ces derniers accompagnés de leurs jeunes collaborateurs. Il remercie le professeur Kœnigsberger et son ami M. Jean Perrin d'avoir si aimablement répondu à son invitation.

Le président rappelle que la Société compte jusqu'à présent trois membres honoraires : le professeur O. Lehmann, Ch.-Ed. Guillaume, directeur-adjoint du Bureau international des poids et mesures et le professeur Einstein. M. Lehmann a été plusieurs fois l'hôte de la Société et lui a apporté de remarquables conférences sur ses beaux travaux. Nous sommes redevables à Ch.-Ed. Guillaume de la première impulsion qui a provoqué la fondation de notre Société : en sa qualité de secrétaire général du premier Congrès international de Physique, il avait remarqué qu'il n'y avait pas en Suisse un organe spécialement qualifié pour prendre part aux manifestations réunissant les physiciens des diverses nations. Le professeur Einstein a été des nôtres une première fois comme professeur à l'Université de Zurich. Nous avions regretté son départ pour l'Université de Prague ; il nous permettra de nous féliciter de son retour parmi nous en qualité de professeur à l'Ecole polytechnique.

Le Bureau propose de décerner le titre de membre honoraire à

M. le professeur F. Paschen, de Tubingue

M. le professeur Jean Perrin, de Paris

et l'assemblée ratifie à l'unanimité la proposition du Bureau.

M. le prof. C.-E. GUYE rend compte des premiers résultats d'un travail entrepris en collaboration avec Mlle Vassilief sur le *frottement intérieur des verres.*

Par leur structure isotrope, par les analogies qu'ils présentent avec les liquides surfondus, les verres méritent tout particulièrement d'être étudiés au point de vue du frottement intérieur, et l'on pouvait s'attendre à ce que leur étude révélât un peu plus de simplicité que dans le cas des métaux.

Les expériences n'ont porté jusqu'à ce jour que sur une qualité de verre dont la composition chimique sera déterminée ultérieurement ; elles ont été effectuées par la méthode basée sur l'observation de l'amortissement des oscillations de torsion. L'appareil utilisé est l'un de ceux qui ont été décrits dans les travaux antérieurs effectués sur ce sujet au Laboratoire de physique de l'Université

de Genève ; cet appareil permettait l'enregistrement photographique des oscillations.

Les premiers résultats obtenus semblent justifier tout l'intérêt que présente l'étude du frottement intérieur des verres.

En premier lieu, jusqu'à 300 degrés (limite supérieure de ces expériences) les fils de verre ont conservé leurs propriétés élastiques et les oscillations ne produisaient aucun déplacement appréciable de la position d'équilibre.

En second lieu, à la condition d'expérimenter d'abord par températures décroissantes puis par températures croissantes, les décréments logarithmiques sont rigoureusement égaux pour une même température. La courbe des décréments présente en outre, dans le cas particulier du verre étudié, un maximum et un minimum aux environs de 200 à 250° ; cette allure singulière, analogue à celle observée antérieurement dans le fer ne pourra être interprétée qu'avec la connaissance de la composition chimique du verre.

Enfin, les décréments logarithmiques pour toutes les températures se sont montrés entièrement indépendants de l'amplitude. Cette condition est comme l'on sait l'un des caractères du frottement proportionnel à la vitesse (frottement liquide par exemple). Elle n'est cependant pas suffisante pour trancher entièrement la question ; on pourrait concevoir en effet un décrément indépendant de l'amplitude et résultant d'une autre loi de frottement intérieur. L'analogie des verres avec les liquides surfondus rend néanmoins cette constatation tout à fait digne d'être signalée.

Jean Perrin (Paris). *Observations sur les lames minces.*

I. — L'eau de savon a une tension superficielle trois fois plus faible que l'eau ; sa surface est faite d'acide oléique, provenant de l'oléate de sodium par une hydrolyse qui, conformément à une règle de Gibbs, se produira de manière à abaisser au maximum la tension superficielle. Les couches profondes contiendraient alors un excès de soude.

C'est ce que l'expérience vérifie. Un courant d'air qui barbote dans de l'eau de savon peu concentrée y détermine d'abord une mousse à grandes cellules, formée de liquide étendu sur une énorme surface, qui déborde du vase et qu'on recueille. Après quelques minutes, cette mousse cesse de se former : le liquide a été fractionné. Or la fraction de tête est faiblement acide au tournesol, alors que le liquide restant est basique. Une décomposition chimique, correspondant à une adsorption, a été réalisée par voie mécanique.

De plus sur toute surface d'eau de savon, et en particulier sur les bulles ou lames irisées, le camphre et le talc se comportent

comme on sait qu'ils font sur une surface grasse : le camphre (réactif de Rayleigh) ne s'agite pas et le talc (réactif de Devaux) n'obéit pas au souffle.

D'autre part, Devaux a montré que toute matière grasse étendue sur l'eau, et non rassemblée en globules, n'a jamais qu'une épaisseur de l'ordre du millimicron, en sorte qu'il faut la regarder comme formée par une seule couche de molécules, revêtant (comme du caviar) la surface graissée. Une pellicule de savon doit donc être regardée comme étant : de l'eau de savon (c'est-à-dire de l'eau presque pure) revêtue sur ses deux faces par une couche monomoléculaire d'un corps gras (acide oléique). La stabilité de ces lames minces peut alors se déduire, comme on le montrera en détail, du fait que la tension d'une telle couche monomoléculaire s'accroît beaucoup quand on accroît un peu la surface qu'elle occupe.

II. — On sait que des « taches noires » à bords circulaires nets, se développent dans les lames ou bulles qu'on laisse s'amincir sous l'action de la pesanteur. Celles qu'on observe couramment sont de deux sortes, qui ont respectivement des épaisseurs uniformes de 6 $\mu\mu$ et de 12 $\mu\mu$ (Reinold et Rücker, Johonnott), mais on a entrevu (Johonnott) sans mesurer leur épaisseur, des taches plus épaisses (et moins stables) de 3e, 4e et 5e ordre.

Or, en additionnant l'eau de savon de quelques centièmes de matière fluorescente, j'ai vu prodigieusement se multiplier le nombre de ces plages d'épaisseur uniforme à bord net. (Cette épaisseur peut se déduire de la quantité de lumière réfléchie, pour une fréquence donnée). En lumière blanche, à mesure que leur épaisseur grandit, elles deviennent progressivement blanches (18 marches comptées à partir du premier noir), puis jaunâtres et jaunes (14 marches), puis orangées et rouges (3), violettes (1), bleues et dégradant vers le bleu blanchâtre (15), jaunes et rouges de nouveau (12), violettes (2), etc. J'ai ainsi compté bien plus de 100 marches. En première approximation, ces épaisseurs stables paraissent des multiples entiers de 6 $\mu\mu$. Cela suggère une périodicité bien singulière. En particulier, la tension superficielle ou la pression de vapeur, considérées comme fonctions de l'épaisseur, varient périodiquement de façon à présenter bien plus de 100 maxima et minima pour les épaisseurs inférieures au micron.

Une indication sur le rôle joué par la matière colorante ajoutée à l'eau de savon se tire du fait que les plages d'épaisseur uniforme se réalisent beaucoup plus lentement quand la lumière qui les éclaire (et permet de les observer) est privée des rayons que peut observer cette matière colorante (par exemple l'ultraviolet pour l'esculine).

Aug. HAGENBACH (Bâle). *Sur une détermination électrique de l'épaisseur de la tache noire dans les lames d'eau de savon.* (Ce travail paraît *in extenso* dans les *Archives*, voir plus haut p. 329).

On a effectué des mesures de résistance électrique entre des sondes de platine en contact avec des lames d'eau de savon en rotation. L'éclairage provenait de la ligne verte du mercure; on obtint ainsi des anneaux concentriques alternativement clairs et obscurs. Par la force centrifuge, les anneaux se déplaçaient vers la périphérie et, les électrodes participant au mouvement de rotation, il était possible de déterminer la résistance électrique correspondant à des épaisseurs optiquement connues.

Dans les cas où il y avait proportionnalité dans un grand intervalle entre les épaisseurs mesurées optiquement et électriquement, on pouvait déterminer l'épaisseur de la tache noire au moyen de la résistance de celle-ci.

On a ainsi trouvé des valeurs qui sont comprises en moyenne entre 13 et 14 $\mu\mu$, ce qui concorde avec les valeurs données par Reinold et Rücker, mais non avec celles de Drude.

P. CHAPPUIS. *Une nouvelle détermination du point d'ébullition du soufre.*

En 1911, MM. Holborn et Henning ont déterminé le point du soufre par l'intermédiaire de deux thermomètres à résistance de platine comparés avec divers thermomètres à gaz. Ces mesures ont conduit à l'expression suivante de la température d'ébullition du soufre, rapportée à l'échelle thermodynamique,

$$T = 444{,}51 + 0{,}09095\,(p - 760) - 0{,}000043\,(p - 760)^2.$$

Une étude faite en 1912 au Geophysical Laboratory (Carnegie Institution), à Washington, par MM. Day et Sosman en plaçant directement dans la vapeur du soufre le réservoir en platine rhodié de leur thermomètre à gaz a donné, comme résultat de 10 mesures exécutées dans des conditions variées, T = 444,55, sous la pression normale.

Avant la publication des expériences de MM. Day et Sosman, je m'étais proposé d'effectuer une détermination directe du point du soufre en disposant le réservoir d'un thermomètre à azote dans un appareil à ébullition de grandes dimensions, chauffé électriquement.

La construction de cet appareil a été effectuée au Bureau fédéral des Poids et Mesures, à Berne, par M. l'ingénieur Buchmüller, suivant les indications et les expériences de M. le Directeur König qui m'a prêté son aide avec une extrême obligeance.

Le soufre est placé dans un vase cylindrique de fer de 56 cm.

de hauteur et de 11 cm. de diamètre intérieur. Il occupe une hauteur de 11 à 12 cm. et est porté à l'ébullition par la chaleur fournie par un fil de nickel qui l'enveloppe jusqu'à 2 cm. environ au-dessous du niveau du soufre. Un deuxième fil de chauffe sert à porter la partie supérieure du cylindre à une température un peu inférieure à 440°. Des mesures préliminaires, effectuées par M. le Dr König, ayant montré que lorsque le régime stationnaire est établi la température est uniforme dans toute la région médiane, on a placé dans cette région le réservoir en silice fondue du thermomètre à azote.

Le réservoir est protégé contre le liquide condensé par un écran d'aluminium percé, près de sa base et de son sommet, d'ouvertures destinées à permettre la circulation de la vapeur. Un petit toit conique, bien ajusté autour de la tige du thermomètre et dépassant le manteau de l'écran de quelques millimètres, éloigne du réservoir le liquide condensé sur la tige. Le réservoir de silice avait 24 cm. environ de longueur et 4 cm. de diamètre; sa capacité était de 247,6 cm^3.

L'appareil à ébullition est muni d'un couvercle ajusté autour de la tige du thermomètre. La communication avec l'atmosphère a lieu par l'intermédiaire d'un tube de verre de gros diamètre qui traverse le couvercle et se prolonge au-dessus. Pour éviter l'inflammation du soufre, on établit dans ce tube un courant d'acide carbonique. L'appareil est placé dans une enceinte de sable entourée elle-même d'un manchon où l'on fait circuler de l'eau.

La disposition du manomètre, du thermomètre à gaz est semblable à celle de l'instrument que j'ai employé autrefois au Bureau international des poids et mesures. Le diamètre des tubes du manomètre et du baromètre est de 15 millimètres. Les pressions sont mesurées à l'aide d'un cathétomètre grand modèle de la Société genevoise.

Les expériences sur l'ébullition du soufre ont fourni des résultats très remarquables comme constance et régularité.

Je me bornerai à indiquer ici les résultats des dernières séries de mesures :

1912, 13 déc.	$P_0 = 552{,}825$ mm	$\beta = 0{,}00366935$	T = 444,61
16 »	»		444,57
18 »	»		444,64

Les deux dernières observations de cette série ont été faites après avoir disposé dans l'appareil à ébullition un écran d'aluminium, afin d'intercepter tout rayonnement direct entre les parois du vase voisines du fil de chauffe principal et l'enveloppe du réservoir thermométrique.

La dernière série de mesures a été exécutée avec de l'azote pré-

paré en absorbant l'acide carbonique et l'oxygène de l'air; l'écran d'aluminium a été maintenu. Ces observations, faites avec des soins particuliers, ont donné les résultats suivants :

	Esp. nuisible	P_0	β	T
1913, 17 février	0,560 cm³.	562,429	0,00366956	444,52
18 »	»	429		53
20 »	»	432		55
22 »	»	425		57
24 »	»	437		56
			Moy.	444,55

La concordance de ces résultats avec ceux des mesures tout à fait indépendantes de MM. Holborn et Henning, Day et Sosman donne lieu d'espérer que la température d'ébullition du soufre est actuellement connue avec une approximation de quelques centièmes de degré.

Cl. Hess (Frauenfeld). *Sur la formation des trombes par vagues aériennes.*

Jusqu'à maintenant on admettait que les trombes étaient dues à des mouvements tourbillonnaires aériens. Or il est certain qu'on a observé des trombes sans tourbillon. L'auteur donne une théorie de celle-ci. La trombe sans tourbillon est un phénomène qui a lieu à l'intérieur d'une vague aérienne dans une couche relativement froide. Elle prend naissance dans le voisinage des particules d'air qui ont des vitesses verticales et qui sont animées d'un mouvement oscillatoire circulaire. La formation est produite par un coup de vent sur la crête d'une vague aérienne et favorisée par une grande humidité de l'air, qui se trouve en équilibre instable. Par l'aspiration du coup de vent, il se produit d'abord un *courant vertical* en tête de l'onde. *Ce courant engendre des ondes stationnaires longitudinales avec condensations et dilatations.* Les condensations sont mises en évidence par des accroissements, les dilatations par des contractions de l'extrémité du nuage. Au maximum le plus bas, il y a des aspirations et des expirations, dont les plus fortes atteignent le sol.

Les parties épargnées dans la zone la plus éprouvée correspondent au passage de l'onde circulaire qui avance à la surface du sol.

Dans les trombes sans tourbillon, ce sont les vagues aériennes et en particulier les ondes stationnaires dans le courant vertical, qui se chargent du transport de l'énergie du coup de vent de la surface de la vague aérienne à la surface du sol.

Les fronts des trombes ou de groupes de trombes prennent naissance lorsque la crête de la vague est atteinte en même temps par 2, 3 ou plusieurs coups de vent.

Lorsque le coup de vent s'affaiblit et ensuite devient plus fort, il se produit une trombe intermittente ou *sautillante*.

Le coup de vent peut se déplacer latéralement ou s'affaiblir à une place pour renaître à une autre. Il se forme alors des trombes avec des *sautes de côté,* qui doivent être considérées comme une série de trombes différentes provenant du même phénomène. Les trombes avancent avec la crête de la vague et avec l'endroit où le coup de vent agit sur celle-ci.

O. Lehmann. (Carlsruhe). *Détermination des forces moléculaires dans les cristaux liquides par variation de structure.*

De même que l'on peut déterminer le poids d'une pierre en la soulevant au moyen d'un dynamomètre, de même on peut déterminer les forces moléculaires en déplaçant les molécules de leur position d'équilibre au moyen d'une force étrangère. L'élasticité des cristaux *solides* se prête mal à de telles déterminations, celles-ci ne donnant aucun renseignement sur leur structure. (Les corps amorphes ne viennent pas en considération parce qu'ils sont des mélanges de molécules de différentes sortes). L'existence de cristaux *liquides*, c'est-à-dire de ceux qui ne possèdent aucune limite d'élasticité, a d'abord été considérée comme impossible, de même que l'existence de cristaux plastiques, car d'après les théories de la polymorphie et de l'amorphie, l'écoulement n'était possible qu'avec des particules brisées, celles-ci conservent leur structure en réseau et partant leurs propriétés cristallines, tandis que la variation du réseau devait changer par exemple le point de fusion ou la solubilité, ce qui n'est pas le cas.

Mes observations sur le nitrate d'ammonium révèlent l'existence de véritables cristaux plastiques et montrèrent que les modifications énantiotropes de ceux-ci sont d'autant plus plastiques que ces cristaux peuvent exister à des températures plus élevées. Avec l'iodure d'argent, je conçus l'existence d'une modification cristalline liquide, c'est-à-dire ne possédant aucune limite d'élasticité. Pour déterminer cette dernière, on se servit de la torsion d'une lamelle nageant sur du mercure et traversée au milieu par un axe animé d'une rotation constante au moyen d'un couple constant. Des rayons tracés sur la surface se distordent en spirales à l'intérieur d'un cercle le long duquel la force est égale à celle qui correspond à la limite d'élasticité. Les limites ne furent pas très nettes, surtout pour les corps amorphes. Heureusement, il y a un autre phénomène dans les cristaux qui indique avec sûreté l'absence de limite d'élasticité, c'est l'homéotropie spontanée que je constatai d'abord dans la cristallisation de l'oléate d'ammonium dans l'alcool. Les cristaux qui prennent naissance s'écoulent en-

semble et prennent tous une même structure. En ajoutant du xylol, ils deviennent plus solides, de sorte qu'il se forme une masse composée d'individus orientés de façons différentes, tandis que dans le premier cas, ces individus se fondent ensemble en un individu unique. En tordant celui-ci, on ne trouve aucune élasticité parfaite, car une rotation permanente des molécules est impossible à cause de l'homéotropie spontanée. Les cristaux sont donc véritablement liquides : ils ne présentent aucune limite d'élasticité. Si l'on augmente la vitesse angulaire de l'axe, il se produit brusquement un fort changement dans le frottement, provenant du fait que les axes principaux des molécules deviennent parallèles à l'axe de rotation ; celles-ci se comportent alors comme des roulettes d'un meuble en mouvement. Optiquement, la masse prend un axe, même si la substance en possède deux habituellement. Ceci montre que seuls les axes principaux deviennent parallèles, les secondaires restant orientés de façons quelconques. La solubilité reste invariable, mais lorsque une partie d'une de ces masses pseudo- ou quasi-isotropes s'accroît, une section perpendiculaire à l'axe ne devient pas carrée ou hexagonale comme dans un cristal à un axe, mais bien circulaire. La force qui produit le parallélisme des axes principaux donne une mesure des forces moléculaires directrices.

On peut encore comparer ces forces avec d'autres forces moléculaires, par exemple les forces d'adsorption du verre, qui produisent également une structure speudo-isotrope, par exemple dans un tube capillaire. En mesurant la vitesse d'écoulement, on a un moyen simple pour déterminer les forces directrices.

Le voisinage de cristaux solides peut quelquefois produire une structure en réseau qui permet, au moyen de la vitesse d'écoulement, de déterminer aussi les forces moléculaires.

Une autre manière de produire une variation de la structure des cristaux liquides consiste à modifier la tension superficielle, par exemple pour la lécithine, en ajoutant de l'eau à la solution alcoolique. Si la tension superficielle est suffisante, les axes se placent perpendiculairement à la surface. Pour cette raison les lamelles de liquides cristallins au contact de l'air sont toujours pseudo-isotropes. La tension superficielle des eaux mères enfermées dans des cavités filiformes, produit aussi des variations de structure d'apparence compliquée parce que la structure varie peu à peu pour s'approcher de celle de toute la masse, comme si deux plaques parallèles anisotropes limitant une masse fluide homogène et cristalline, subissaient une rotation relative. Ces configurations moléculaires sont en équilibre stable, car après distorsion de la masse, elles se refont spontanément.

On peut produire une variation de structure par un champ ma-

gnétique. Il est aussi possible de compenser par un champ magnétique les forces d'adsorption, la tension superficielle, etc., de façon à pouvoir les mesurer.

Des variations de structure peuvent encore être produites par mélange de substances non isomorphes. Ces variations consistent alors en torsion en forme de vis et en formations de couches lamellaires ; la composition du mélange varie d'une façon continue de la surface à l'intérieur et toutes les lamelles offrent la même épaisseur. Ces variations peuvent également être compensées par un champ magnétique ou par des forces d'adsorption. Ces configurations de structure sont aussi en équilibre stable [1].

M. LAUE (Zurich). *Interférences de rayons Röntgen produites par les réseaux cristallins.*

Les expériences de diffraction faites avec les rayons Röntgen au moyen de fentes, ont montré que la longueur d'onde de ces rayons est de l'ordre de grandeur de 10^{-9} cm. La distance des atomes ou des molécules dans les solides est toujours de l'ordre de 10^{-8} cm. Suivant une hypothèse de Bravais, faite en 1850 et amplement développée depuis lors, les atomes dans les cristaux sont disposés suivant des réseaux. La supposition facile que ces réseaux agissant sur les rayons Röntgen comme les réseaux optiques sur la lumière, a été confirmée par les recherches de Friedrich et Knipping (1912). Il suffit de faire traverser un cristal par un mince pinceau de rayons Röntgen diaphragmés par un diaphragme de plomb et de disposer derrière le cristal une plaque photographique, pour voir apparaître sur celle-ci. autour du point où tombe le pinceau, une grande quantité de points d'interférence correspondant au spectre du réseau. Les distances angulaires entre ces points et le point central varient de 15° à 45° ; pour le diamant cette distance atteint même 180°. Il est vrai que les intensités de ces points d'interférence sont très faibles à comparer à celle du point où tombe le pinceau ; il faut exposer de longues heures pour les voir, et là est bien la raison pour laquelle ces interférences ont échappé si longtemps aux observations.

L'auteur ne développe la théorie que dans le cas simple où un réseau cubique est traversé par un pinceau parallèle à une arête du cube. Tous les atomes situés dans un plan perpendiculaire aux rayons incidents donnent alors les spectres des réseaux croisés bien connus. Par l'action simultanée d'un nombre considérable

[1] Voir : O. Lehmann, *Flüssige Kristalle*, Leipzig 1904 ; *Die neue Welt der flüssigen Kristalle,* Leipzig 1911, et les publications dans les *Sitz.-Ber. der Heidelberger Akad.*, dans les *Ann. der Phys.*, et dans la *Phys. Zeitschr.*

de ces plans, il se produit seulement un certain nombre de ces spectres situés sur des cercles concentriques ayant pour centre la trace du pinceau incident, tandis que les autres spectres sont éteints par interférence. On voit en effet sur le photogramme les points d'interférence situés sur des cercles concentriques. De plus, on voit aussi distinctement la symétrie quadratique du réseau cubique. Dans d'autres cas, par exemple si un réseau cubique est traversé par les rayons parallèlement à un axe de symétrie binaire ou ternaire, on peut le constater sur le photogramme. Un cristal de quartz traversé parallèlement à un axe principal, donne un photogramme sur lequel on reconnaît distinctement les triangles équilatéraux qui forment les pyramides élémentaires de son réseau.

Sur la plupart des épreuves, les points d'interférence apparaisssent comme des traits allongés, perpendiculaires au rayon vecteur passant par la trace du pinceau incident. Ils perdent cette forme si l'on éloigne suffisamment le tube produisant les rayons Röntgen. Les interférences permettent d'expliquer ceci par une influence de la courbure des ondes incidentes et de là, on peut déduire sur quelle longueur le réseau est suffisamment régulier pour agir comme un réseau unique. Pour le spath fluor, on trouve que cette longueur est environ 10 000 fois plus grande que la constante du réseau.

Joh. KŒNIGSBERGER. *L'effet de Hall.*

Si l'on suppose que l'énergie cinétique des électrons libres correspond à la température absolue, on peut expliquer la constance du rapport de la conductibilité thermique à celle de l'électricité (loi de *Wiedemann* et *Franz*). Mais quelques raisons, principalement le changement de la chaleur spécifique avec la température laissent entrevoir qu'une autre théorie serait probable. M. Wien a supposé l'énergie cinétique des électrons comme indépendante de la température, et il obtient en tenant compte de chocs des atomes avec les électrons d'après la théorie des Quanta la résistance électrique en fonction de la température en accord avec les expériences de Kamerling Onnes.

L'effet de Hall R ne dépend pas de l'énergie cinétique des électrons, comme on peut déduire des théories de E. Riecke et de R. Gans. On obtient pour $R = \frac{c}{eN}$, ou c varie un peu selon les suppositions faites mais ne diffère pas essentiellement de 1. J'ai généralisé cette formule pour le cas que le champ magnétique entre les atomes d'un métal n'est pas uniforme et varie localement. La susceptibilité magnétique donne seulement la valeur moyenne du champ.

On obtient alors

$$R = \frac{c}{eN}(1 + \psi) .$$

ψ étant pour les substances proprement diamagnétiques (K reste indépendant de la température) $0 < \psi < 1$. Pour les solides para- — ou ferromagnétiques on a $-10 < \psi < +10$. Cette formule a pour base que les électrons font leur parcours dans un corps solide cristallisé, comme le sont les métaux, dans les champs des magnétons élémentaires de R. Ritz, qui sont peut-être les matériaux primaires de magnétons de P. Weiss. Ces champs élémentaires renforcent en partie le champ extérieur magnétique, mais peuvent aussi localement le diminuer et être de signe contraire (champ recourant). L'on peut varier le nombre N des électrons par ccm. sans changer sensiblement ψ, et l'on peut contrôler le nombre N en observant la conductibilité électrique. Toutes les théories sont d'accord que dans les métaux purs et bons conducteurs N ne varie presque pas avec la température. Le coefficient de la résistance (à peu près $^1/_{273}$) est déterminé dans ce cas par le changement du parcours libre l et de la racine de l'énergie cinétique des électrons. Pour les « Halbleiter » comme la graphite, les oxydes et sulfides des métaux lourds, nous avons démontré que le coefficient de température se compose d'une part d'une augmentation de la résistance de la même quantité que chez les métaux purs, et d'autre part d'une diminution d'après la formule $e^{\frac{-q}{T}}$, causée par la dissociation des électrons. M. Gottstein et moi ont mesuré l'effet Hall adiabatique et isothermique (Ri), l'effet d'Ettinghausen (P) pour deux températures, et M. Eith a déterminé par compensation de différence de potentiel la conductibilité et en a déduit le nombre des électrons pour une série de températures :

	temp.	Ri	P	$R_{16}:R_{90}$	$N_{90}:N_{16}$	$P_{16}:P_{90}$
Graphit	16	$-5{,}38.10^{-1}$	$-5{,}9.10^{-5}$	1,11	1,14	1,08
	90	$-4{,}35.10^{-1}$	$-5{,}5.10^{-5}$			
Silicium 5 % Fer	16	+ 120	$+2{,}6.10^{-3}$	1,36	1,42	1,39
	90	+ 88	$+1{,}9.10^{-3}$			
Molybdänsulfid	18	— 1300	$+2{,}8.10^{-2}$	2,3	2,6	2,8
	90	— 500	$+1.10^{-2}$			

Toutes les observations portant sur la molybdénite sont les plus difficiles et comportent une erreur de $\pm$ 15 Proc.

On remarque l'égalité (approximative par l'erreur des observations) de $R_{16} : R_{90}$, $N_{16} : N_{90}$, $P_{16} : P_{90}$, tous demandés par la

théorie[1]. On peut démontrer que la règle de Moreau n'est pas applicable à ces substances, mais bien la règle de Beattie La théorie exige encore que le quotient : Effet de Hall par la résistance électrique

$$= \frac{(1 + \psi)l}{\sqrt{m\,v^2}}$$

varie pour diverses substances à la même température comme l et ψ. C'est-à-dire il ne peut pas dépasser de 10 pour une substance quelconque la valeur pour les vrais diamagnétiques (or etc.). J'ai trouvé que ce quotient reste en effet pour tous les métaux, alliages et «Halbleiter» entre 1.10^1 et 10^3 (étant pour l'or etc. de 4.10^2) quoique l'effet Hall varie de 3.10^{+3} à 2.10^{-4}.

Pour conclure, on peut dire que l'effet Hall confirme les fondements de la théorie des électrons dans les métaux, mais il nous entraîne nécessairement dans des spéculations sur la composition de l'intérieur des atomes, et je crois qu'aussi les effets thermoélectriques nous y mèneront.

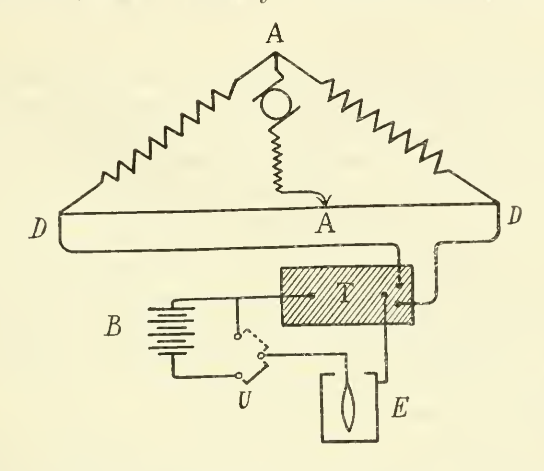
H. Greinacher (Zurich). — 1° *Sur l'électromètre à vibrations.*

Le fil de quartz d'un électromètre de Wulf vibre lorsqu'on le soumet à une tension alternative. Les électromètres à fil peuvent donc être employés pour les mesures en courant alternatif. Le montage en pont de Wheatstone est représenté ci-contre. T est un transformateur (par exemple un inducteur), B une batterie auxiliaire d'au moins 20 volts; cette dernière permet une mise au point précise, l'électromètre étant plus sensible aux variations de tension lorsqu'il est chargé. Les variations de tension aux extrémités DD du pont peuvent être accrues par transformation dans des limites à peu près quelconques. Le réglage peut donc être très précis.

On peut également étudier à l'aide de cet appareil les champs électriques et les champs magnétiques. Un système simple de télégraphie sans fil au moyen d'un champ électrostatique alternatif, est le suivant : on alimente un inducteur avec du courant alternatif (50 périodes), on met l'un des pôles du secondaire à la terre et on relie l'autre à un grand conducteur (antenne, source de lignes de force). Comme récepteur, on se sert d'un électromètre à vibra-

[1] Par un autre moyen, le dosage de l'iode dans le iodure de cuivre, K. Baedeker a su varier la résistance, et Baedeker et K. Steinberg ont démontré que l'effet Hall varie de la même manière. L'on peut supposer avec grande vraisemblance que l et ψ sont peu changés par l'iode et c'est là aussi seulement le changement de N qui produit selon la théorie la variation de R.

tions dont l'enveloppe est mise à la terre et dont le fil est relié à un second conducteur, par exemple une tige métallique. Il est préférable de se servir d'un électromètre à fil de platine au lieu de l'électromètre de Wulf. La maison Siemens et Halske fabrique de ces instruments sur les données de l'auteur. (Voir *Phys. Z. S.* 13, 388 et 433, 1912 et *Archiv für Elektrotechnik*, mars 1913).



2° *Sur les arcs mobiles dans les parafoudres et phénomènes semblables.*

D'après les recherches de l'auteur (voir : *Verhandlg. der Deutsch. Phys. Ges.*, mars 1913), le fonctionnement des déchargeurs à cornes (parafoudre) est purement électro-magnétique. L'action de l'air échauffé par l'arc est très faible; elle ne joue un rôle que dans les décharges à courant faible : par exemple l'étincelle de décharge d'un inducteur ne se déplace entre les cornes que si celles-ci ont leur position normale.

Les phénomènes dans les gaz raréfiés sont aussi remarquables. Dans ce cas, l'arc se déplace également vers le haut, mais il se décompose suivant les décharges partielles de l'inducteur. Si l'on alimente celui-ci avec du courant alternatif, il se produit un grand nombre de décharges successives qui se groupent en série le long des cornes. Si l'on emploie du courant continu avec Wehnelt, tous les faisceaux anodiques partent d'une corne et tous les faisceaux cathodiques de l'autre. Les décharges individuelles sont alors visibles sans miroir tournant et le phénomène peut servir à compter le nombre d'interruptions à la seconde, plus généralement, à la détermination de temps très courts. Pour les démonstrations, la maison Emil Gundelach (Gehlberg i. Thüringen) livre des tubes tout prêts remplis de gaz différents.

A. Gockel (Fribourg). *Sur le rayonnement pénétrant present dans l'atmosphère.*

Des recherches faites sur la demande de l'auteur par M. Kleinschmidt, directeur de la Drachenstation de Friedrichshafen, ont montré que le rayonnement à quelques centaines de mètres au-dessus du lac est le même qu'à la surface ; donc, vu l'affaiblissement qu'il subit sous l'influence du lac, le rayonnement est plus faible au-dessus de celui-ci qu'au-dessus du sol à la même hauteur [1].

En janvier dernier, M. Kleinschmidt a fait des essais avec un appareil de Wulf envoyé à 3000 mètres au-dessus du lac (3400 m. au-dessus du niveau de la mer) au moyen d'un ballon captif ; deux essais faits des jours différents, donnèrent un accroissement du rayonnement correspondant à une augmentation de formation d'ions de 4, 5 et 5.5 ions par cm^3-sec. Ces résultats concordent bien avec ceux que M. Hess et l'auteur ont trouvés en ballon libre.

Quant à la question de savoir d'où provient le rayonnement, s'il est de nature cosmique, comme le pense M. Hess, ou bien s'il provient des produits de décomposition radioactifs des couches supérieures de l'atmosphère, l'auteur pense résoudre la question en déterminant la faculté qu'a ce rayonnement d'être absorbé. Des recherches en ce sens sont déjà projetées.

Des mesures faites en des endroits exposés, en pleine campagne, montrent qu'il y a une relation entre les variations du rayonnement et celles du gradient du potentiel. Cette relation peut provenir du fait qu'une forte chute de potentiel produit un plus grand dépôt de produits radioactifs. Elster et Geitel ont déterminé la quantité de ces produits, comme on sait, par le dépôt formé sur un fil chargé négativement. L'auteur a effectué la même détermination d'une façon plus aisée, en se servant d'un treilli métallique à mailles fines de $^1/_4$ jusqu'à $^1/_8$ de mètre carré de surface, exposé non chargé à l'atmosphère. La quantité de produits déposés est suffisante pour produire un courant de saturation dans une chambre à ionisation reliée à un électromètre de Wulf ; ce courant peut être mesuré à 1 $^0/_0$ près. La capacité électrique de l'appareil était de 10,3 cm. et l'ionisation due au dépôt actif correspondait à une perte de 50 volts-heure en moyenne.

On peut facilement prouver que le dépôt actif provient du sol. Le dépôt est en effet accru lorsqu'on couvre le treilli qui repose sur le sol, c'est-à-dire lorsqu'on empêche les produits de s'échapper. D'autre part, on obtient des quantités sensibles de dépôt actif lorsqu'on expose le treilli sur une plate-forme située à 15 mètres au-dessus du sol. Donc, comme on pouvait le supposer, il se dépose aussi des produits de décomposition des émanations conte-

[1] Voir les *Archives*, t. XXXIV, 1912, p. 311.

nues dans l'atmosphère; les quantités sont à peu près les mêmes dans les deux cas. Sur la plate-forme, la quantité n'augmente pas sensiblement lorsque le temps d'exposition dépasse 3 heures, preuve qu'il s'agit ici surtout de dépôt de radiums A, B, C.

D'autres communications sur les résultats de ces recherches et sur la relation entre la quantité de dépôts et le rayonnement, seront faites ultérieurement.

S. RATNOWSKY (Zurich). *Preuve expérimentale de l'existence de dipôles électriques dans les diélectriques liquides.*

Pour expliquer la grande variabilité de la constante diélectrique de différents liquides avec la température, M. Debye [1] a supposé que *dans l'intérieur des isolateurs il n'y a pas seulement des électrons liés élastiquement, mais aussi des dipôles de moment électrique constant.*

Or, il découle nécessairement de cette hypothèse que la constante diélectrique doit être une fonction du champ, car si cette constante dépend de la polarisation des dipôles, il doit y avoir une saturation. En effet, la rotation du dipôle ne peut augmenter continuellement proportionnellement au champ. A partir d'une certaine valeur du champ, l'accroissement de la rotation doit devenir toujours plus faible pour des accroissements égaux de l'intensité, jusqu'à ce qu'enfin il n'y ait plus d'accroissement de la rotation pour des champs intenses. Il y a alors saturation complète.

L'auteur a mesuré la constante diélectrique d'une solution d'alcool amylique dans le benzol, pour différentes valeurs du champ et a pu en effet constater une diminution de la constante. Dans un champ de 30 U.E.S. la constante différait d'environ 2 % de la valeur ordinaire. L'auteur a pu ainsi calculer le moment du dipôle et a trouvé pour l'alcool amylique la valeur 2.10^{-19} qui correspond, quant à l'ordre de grandeur, à celle calculée par M. Debye en partant de la variabilité de la constante avec la température.

Emile BAUR (Zurich). *Sur la combustion du charbon dans la pile voltaïque.*

L'auteur démontre le fonctionnement d'une pile composée de charbon, de borate de soude et d'argent fondu, chargé d'oxygène. On fait travailler la pile à 1000° environ. Quand on ferme le courant, le charbon se transforme en oxyde de charbon sous production d'électricité. La force électromotrice est d'un volt environ et correspond à celle qui est exigée par le calcul thermodynamique

[1] P. Debye, *Phys. Zeitschr.* 13, 1912, p. 97.

pour l'énergie libre du changement réversible. On se rend compte qu'on peut tirer de la pile des courants d'intensité considérable sans aucune polarisation appréciable. Donc on peut considérer la pile en question comme une solution du problème de la transformation immédiate de l'énergie de la combustion du charbon en électricité.

Edgar MEYER et Walther GERLACH (Tubingue). *Sur l'émission photo-électrique d'électrons par des particules métalliques ultra-microscopiques.*

Les auteurs font une communication provisoire sur quelques recherches ayant trait à l'effet photo-électrique de particules ultra-microscopiques de Cu et d'Ag, et qui ont conduit à des résultats surprenants.

Expériences. — Les particules, produites entre des électrodes de Cu ou d'Ag, sont amenées dans un condensateur semblable de construction et de dimensions à celui dont Millikan [1] s'est servi pour la détermination du quantum élémentaire d'électricité. Comme l'a montré Ehrenhaft [2], ces particules possèdent des charges électriques ; elles peuvent donc être tenues en suspension entre les armatures du condensateur au moyen d'une différence de potentiel appliquée à celles-ci. Le condensateur présentait une ouverture fermée par une lame de quartz, à travers laquelle des rayons ultra-violets, émanant d'une lampe en quartz à mercure amalgamé, pouvaient illuminer les particules. Dans ces conditions, lorsqu'on soumettait une particule en suspension au rayonnement de la lampe, on constatait que l'équilibre entre la pesanteur et la force électrique était rompu. La particule prenait en effet une charge positive plus grande sous l'influence des rayons ultra-violets ; elle remontait vers l'armature supérieure du condensateur, qui était chargée négativement. La particule subissait donc bien un effet photo-électrique, autrement dit, elle émettait des électrons. En diminuant la différence de potentiel, on pouvait maintenir la particule en suspension. On mesurait ensuite la vitesse de chute de la particule sous la seule influence de son poids et, en supposant la formule de Stokes valable, on déterminait son rayon. Connaissant son rayon et les différences de potentiel avant et après l'action des rayons, on pouvait déterminer la quantité d'électricité perdue par la particule.

Résultats. — *a)* Le résultat qui semble être le plus important est la constatation d'un temps fini T entre le moment où les particules sont soumises au rayonnement et le moment où l'effet

[1] R.-A. Millikan, *Phys. Zeitschr.*, 1910, 11, 1097.

[2] F. Ehrenhaft, *Wiener Akad.*, 1910, 119, Abt. II *a*, 815.

photo-électrique se fait sentir. Nous appellerons ce temps T *le retard ;* il varie entre 1 et 37 secondes.

b) T augmente lorsque l'intensité du rayonnement diminue. Par exemple, le rayonnement étant affaibli par un secteur tournant [1] dans le rapport 1 : 4,5, T croît dans le rapport 1 : 3,0.

c) Si l'on interrompt le rayonnement aussitôt après l'effet photo-électrique et qu'on mesure la charge perdue, on trouve que celle-ci varie de e à $10e$ ($e = 4{,}84.10^{-10}$ U.E.S). On ne peut pas dire avec certitude si au premier moment la perte dépasse vraiment $1.e$, car si l'on n'interrompt pas le rayonnement, la particule prend dans le champ un mouvement accéléré ; donc après le départ du premier électron, les autres suivent rapidement. On ne peut de la sorte jamais savoir si, après la première émission, le rayonnement a été interrompu assez vite.

d) T ne semblait pas dépendre simplement du rayon a, lequel variait de 10^{-5} à 14.10^{-5} cm.

e) En continuant le rayonnement jusqu'à ce que la particule ne perde plus d'électrons, on peut déterminer le potentiel final V de la particule. On aura

$$h\,\nu = e\,\mathrm{V} = e\,\frac{\mathrm{E}}{a}$$

où h est la constante de Planck, ν la fréquence de la lumière employée et E la charge finale de la particule. On a trouvé ainsi que h variait de $0{,}2.10^{-27}$ à $1{,}1.10^{-27}$; h dépendait fortement du rayon a de la particule. (Planck donne : $h = 6{,}548.10^{-27}$).

f) On a observé encore que le retard T est plus petit, lorsqu'un instant auparavant la particule avait été soumise au rayonnement sans qu'il y ait eu émission d'électrons, comme cela ressort par exemple du tableau ci-dessous. (t = durée du rayonnement, Δt = intervalle entre deux rayonnements consécutifs ; la flèche ↑ signifie qu'il y a émission d'électrons).

	t		Δt	t	Δt	t		Δt	t
Particule N° 221 (Cu)	1,17	↑	12,0	0,35	2,46	0,35	↑	9,36	0,23

Δt	t		Δt	t	Δt	t	Δt	t		Δt	t	
1,64	0,29	↑	10,5	0,12	2,69	0,06	2,10	0,06	↑	23,3	2,80	↑

Il faut remarquer que *sans* un rayonnement préalable, on n'observe jamais de retard de l'ordre de 0,06 seconde. (Jusqu'à maintenant on a observé plus de 300 particules).

Expérience de contrôle. — L'expérience suivante montre qu'il s'agit bien d'un effet photo-électrique. Un objectif de quartz-spath fluor achromatique donnait un pinceau étroit et bien limité de

[1] On n'a pas encore discuté la question de savoir s'il est légitime d'affaiblir le rayonnement par un secteur tournant.

rayons ultra-violets ; la position du pinceau dans le condensateur était repérée à l'aide d'un écran fluorescent. Si l'on maintient en suspension une particule d'Ag ou de Cu à un demi millimètre du pinceau, il n'y avait pas d'effet photo-électrique ; l'effet se manifestait au contraire aussitôt que la particule pénétrait d'un demi millimètre dans le pinceau.

Signification des résultats. — On pourrait penser expliquer le retard T par le temps que prend un résonnateur pour absorber l'énergie $h\nu$ suivant la théorie de Planck. Les considérations suivantes montrent que les choses ne sont pas si simples :

a) En représentant T en fonction du rapport entre le champ E dans le condensateur et le champ X de la particule aux environs immédiats de sa surface, on trouve que de $\frac{E}{X} = 1$ environ, T croît rapidement lorsque $\frac{E}{X}$ décroît

b) La valeur de h est trop faible.

c) Les valeurs de T offrent dans des conditions d'apparence identique, de fortes divergences.

On est ainsi conduit à penser, pour expliquer les résultats, que les résonnateurs sont répartis de façons plus ou moins favorables et que peut-être les ions formés dans l'air par les électrons près de la particule, sont attirés et viennent compliquer les phénomènes.

Les auteurs publieront bientôt la suite de leurs recherches.

Walther GERLACH (Tubingue). *Sur des mesures absolues du rayonnement.*

L'auteur a déterminé la constante σ de Stéfan ($S = \sigma T^4$) en valeur absolue de la façon suivante[1]. Une lamelle de manganine laminée par un tube de platine à l'épaisseur de 5 μ et de dimensions connues, est déposée à 0,5 mm. des soudures d'une pile thermo-élétrique. Un corps noir à 100° disposé à une distance connue de la lamelle, envoie sur celle-ci son rayonnement à travers un diaphagme convenablement dimensioné. Le galvanomètre relié à la pile prend une position constante correspondant à la chaleur venant de la lamelle. Ensuite, on remplace le corps noir à 100° par un corps à 0° et l'on envoie à travers la lamelle un courant tel que le galvanomètre reprenne la même position. Les mesures en valeurs absolues du courant, de la tension et des dimensions, permettent de déterminer la valeur absolue du rayonnement et, les températures étant connues, la valeur absolue de la constante σ. L'auteur a ainsi trouvé à 1 % près :

$$\sigma = 5{,}90 \times 10^{-12} \text{ watt cm}^{-2} \text{ degré}^{-4}$$

[1] W. Gerlach, *Ann. der Phys.*, 38, 1912, p. 1.

en évaluant à 2 % la correction nécessitée par les défectuosités de la surface noire sur la lamelle.

Cette valeur, en accord avec celle de Puccianti (5,96) et King (5,89), ne concorde pas avec celle de Kurlbaum, $5,45 . 10^{-12}$, qu'on admet généralement. L'auteur pense que la différence peut s'expliquer par les causes d'erreurs suivantes qu'offre la méthode bolométrique de Kurlbaum :

1° Un bolomètre d'épaisseur irrégulière donne des valeurs absolues trop petites. Cette cause d'erreur, indiquée théoriquement par Paschen [1], a été constatée expérimentalement par l'auteur qui a combiné à cet effet sa méthode avec celle de Kurlbaum. Un bolomètre en tôle de platine de 1,8 μ d'épaisseur donne les mêmes valeurs par les deux méthodes, tandis qu'une tôle de 0,8 μ (Kurlbaum employait une tôle de 1 μ) donne une valeur de 2 à 3 % trop faible.

2° Le bolomètre de Kurlbaum se compose de deux parties situées l'une derrière l'autre et qui se recouvrent partiellement ; elles exercent donc une influence réciproque. Cette cause d'erreur est mise en évidence par l'expérience suivante : Deux lamelles bolométriques exactement pareilles, sont placées l'une derrière l'autre de façon que seule la première soit soumise au rayonnement. On détermine le rayonnement : *a)* avec le premier bolomètre seulement ; *b)* avec les deux bolomètres situés à 0,5 mm. de distance ; *c)* avec les deux bolomètres situés à environ 2 mm. de distance. On trouve ainsi pour le rayonnement trois valeurs S_a, S_b, S_c et l'on a :

$$S_a - S_b = 7\ \% \ , \quad S_a = S_c$$

Ces mesures fournissent la preuve que la méthode de Kurlbaum offre deux causes d'erreur essentielles : irrégularité des lamelles et influence réciproque. Avec la nouvelle valeur $5 . 90 . 10^{-12}$ et la valeur actuelle 1,436, la plus vraisemblable de la constante de Planck, on trouve pour le quantum élémentaire d'électricité d'après le calcul de Planck :

$$e = 4,97 . 10^{-10} \text{ U.E.S.} ,$$

valeur qui correspond bien à celle trouvée expérimentalement.

La pile thermo-électrique employée dans ces recherches a été construite suivant les données de Paschen [2] et de l'auteur [3]. Quant à la sensibilité de cette pile, l'auteur indique qu'un galvanomètre de Paschen donnant une division de l'échelle pour un courant de

[1] F. Paschen, *Ann. der Phys.*, 38, 1912, p. 30.
[2] F. Paschen, *Ann. der Phys.*. 33, 1910, p. 736.
[3] W. Gerlach, *Ann. der Phys.*, 38, 1912, p. 1.

$3{,}6 \cdot 10^{-10}$ amp., une lampe Hefner placée à un mètre de distance avec une fente de 3,5 mm. environ, produit une déviation de 1000 divisions sur l'échelle. Si la lamelle est placée devant la pile, la déviation est environ les 60 % de celle qu'on obtient sans lamelle. Cela provient du fait que seul l'air venant de la surface postérieure de la lamelle influence la pile, la surface soumise au rayonnement étant augmentée par la présence de la lamelle. Le galvanomètre prend sa position en 10 secondes sans lamelle, en 20 à 30 secondes avec interposition de la lamelle, suivant l'épaisseur de celle-ci.

J. DE KOWALSKI (Fribourg). *Influence de la température sur la phosphorescence.*

M. le prof. J. de Kowalski fait une communication sur *l'influence de la température sur la phosphorescence.* Cette communication paraîtra *in extenso* dans un prochain fascicule des *Archives.* Nous y renvoyons nos lecteurs.

O. STERN (Zurich). *Sur la chaleur spécifique de l'hydrogène aux basses températures.*

Des considérations sur la théorie du rayonnement ont montré que les mesures d'Euken sur la chaleur spécifique de l'hydrogène trouvent leur confirmation théorique quantitative. La quantité de chaleur E provenant des rotations concorde avec celle calculée au moyen de la seconde formule de Planck :

$$E = \frac{h\nu}{e^{\frac{k\nu}{kT}} - 1} + \frac{h\nu}{2} = \frac{7}{2}\,(2\pi\nu)^2$$

Le terme $\frac{h\nu}{2}$ absolument nécessaire pour que la formule représente les faits expérimentaux, correspond à une énergie de rotation au zéro absolu.

A. EINSTEIN (Zurich). *Energie au zéro absolu et formules théoriques du rayonnement.*

Par des considérations sur le mouvement brownien d'un résonnateur, on peut établir les formules du rayonnement de Wien et de Planck sans être obligé de faire appel à une discontinuité quelconque, si l'on admet, d'accord avec la communication précédente, l'existence d'une agitation moléculaire au zéro absolu.

R. FORTRAT (Zurich). *Phénomène de Zeeman dans des champs très intenses.*

Après avoir rappelé la découverte de MM. Paschen et Back sur le triplet $\lambda = 3947$ de l'oxygène [1], M. Fortrat expose que le doublet *Na*. 2853 de la série principale donne un phénomène analogue : dans un champ magnétique de 40.000 gauss, certaines composantes ont une polarisation incomplète, dans un champ de 47.600 gauss, il ne subsiste qu'un triplet très voisin du triplet normal de Lorentz, mais où deux composantes sont floues.

Le doublet *Na*. 3303 de la même série présente des anomalies, non seulement sur l'intensité des composantes, comme l'ont déjà indiqué MM. Paschen et Back, mais aussi sur la position des composantes. (Ces anomalies ont été reconnues et étudiées indépendamment par M. Back). Le doublet 3303 est anormalement étroit et certaines composantes sont ramenées par le champ dans une position déterminée, précisément celles qu'elles occuperaient si ce doublet était normal.

F. PASCHEN (Tubingue). *Sur le triplet de série 3947,5 U.A. de l'oxygène.*

La communication de l'auteur, en relation avec celle de M. Fortrat, concerne des recherches faites en collaboration avec M. E. Back sur le triplet de série 3947,5 U.A. de l'oxygène, dans les champs magnétiques intenses. Avec des champs de 35 000 et 40 000 g. le type Zeeman est un triplet avec une composante centrale nette, oscillant parallèlement et avec des composantes latérales environ trois fois plus larges, oscillant perpendiculairement. La décomposition des centres est exactement celle du triplet normal. On en conclut vraisemblablement que le terme de la transformation de ce triplet de série dans les champs intenses donne le triplet normal, comme l'auteur [2] l'avait prévu en se basant sur les relations entre les lois spectrales et la décomposition magnétique. (L'auteur projette des photogrammes).

R. FORTRAT (Zurich). *Sur une bande de l'azote sensible au champ magnétique.*

La bande $\lambda = 3371$ de l'azote est résoluble en 5 séries de raies (loi de Deslandres). Elle est sensible au champ magnétique, mais le phénomène paraît n'être régulier que dans la partie de la bande où les raies des 5 séries forment des groupes analogues de

[1] Paschen et Back. *Ann. der Physik*, 1912 (4), t. 39, p. 897.

[2] F. Paschen und E. Back, *Ann. der Phys.* 39, 1912, p. 897.

5 raies qui se reproduisent périodiquement. Le phénomène est très petit, il semble que l'on peut indiquer la règle suivante :

Les raies de l'une des séries sont dédoublées *sans polarisation*, l'écart des composantes étant proportionnel au champ. Celles des autres séries sont déplacées *sans polarisation* proportionnellement au carré du champ, l'écart variant d'une série à l'autre.

M. Fortrat a entrepris l'étude systématique de toutes les bandes du même groupe : peut-être aidera-t-elle à résoudre quelques questions importantes sur la parenté des raies d'une même série, des séries d'une même bande ou d'un même groupe, et d'aborder par là des problèmes plus généraux sur la constitution de la molécule. Cette étude sera d'autant plus commode à poursuivre, et sera d'autant plus féconde que les champs magnétiques dont on disposera seront plus considérables.

Ed. GUILLAUME (Berne). *Les équations mécaniques de M. Appell et l'Electrodynamique.*

Helmholtz et Planck ont étendu le principe d'Hamilton à toute la Physique. Ils ont montré comment les lois d'un phénomène quelconque peuvent être trouvées en cherchant le minimum de l'intégale représentant ce principe.

Or, ce principe s'applique mal à l'Electrodynamique: théorie de Maxwell et théorie des électrons. Maxwell et Poincaré déterminaient les équations des champs en se servant des équations de Lagrange : ils supposaient donc le système holonome. M. Lorentz part du principe de d'Alembert mis sous une forme se rapprochant beaucoup du principe d'Hamilton : mais il est obligé d'introduire une nouvelle classe de systèmes qu'il nomme « quasi-holonomes ».

M. Appell a donné des équations générales s'appliquant aux systèmes holonomes et non holonomes. Ces équations satisfont à un principe de minimum. *C'est ce principe que l'auteur étend à toute la Physique des milieux continus et il montre que l'on peut, d'une façon générale et sans faire aucune hypothèse sur le système, établir les équations de Maxwell en cherchant le minimum de ce principe ainsi généralisé.*

L'auteur montre également que la Mécanique de M. Einstein satisfait à ce principe.

Pour les détails du calcul, voir la note de l'auteur dans les *Comptes rendus*[1].

[1] Ed. Guillaume, Sur l'extension des équations mécaniques de M. Appell à la Physique des milieux continus. Application à la théorie des électrons, *Comptes rendus*, 1913, t. 156, p. 875.

A. Wolfer et F. Turrettini. *Présentation du nouveau Réfracteur double de 340 millimètres de l'Observatoire fédéral.*

Le deuxième jour, à $2^1/_2$ h., la Société suisse de Physique s'est rendue à l'Observatoire fédéral où M. le professeur Wolfer et M. F. Turrettini, directeur de la Société genevoise pour la construction d'instruments de physique, ont présenté aux membres de la Société le nouveau réfracteur double qui vient d'y être installé.

Ce réfracteur est muni de deux objectifs de 340 mm. d'ouverture et de 3 m. 70 de foyer, il est monté sur une colonne très rigide en fonte de fer dans l'intérieur de laquelle se trouve le moteur-horloge. Tous les mouvements de rappel en ascension droite et en déclinaison sont commandés depuis l'oculaire. Ils sont doublés d'une commande de rappel électrique agissant soit en ascension droite soit en déclinaison de façon à éviter toute manipulation de l'instrument pendant les poses photographiques.

Le moteur-horloge est également électrique. L'instrument est en service depuis dix-huit mois, sa monture métallique a été livrée par la Société Genevoise et la verrerie par la maison Zeiss.

J. Kuhlmann. *Isolateurs à haute tension.*

Dès que l'électrotechnique a abordé le problème du transport de l'énergie, la tendance s'est manifestée d'étendre ce transport à des distances de plus en plus grandes ; l'application des voltages élevés devait nécessairement en être la conséquence. C'est ainsi qu'en Allemagne on a effectué des transports à 110,000 volts ; en Amérique on est même allé jusqu'à 150,000 volts.

Il y eut cependant de grandes difficultés à surmonter lorsqu'il s'agissait de construire des isolateurs pour ces hautes tensions.

Suivant leur mode d'emploi on distingue deux catégories d'isolateurs : les uns (Stützisolatoren, isolateurs de support), destinés à supporter un conducteur et à le tenir à distance convenable des conducteurs voisins et de la terre ; les autres (Durchführungsisolatoren, isolateurs d'introduction), destinés à faire passer un conducteur à travers une paroi, cette dernière étant au potentiel de la terre, Les isolateurs d'introduction se trouvent être soumis à un phénomène des plus désavantageux : la production de décharges superficielles (Gleitfunken) qui jaillissent le long de l'isolant.

Les parties principales d'un isolateur d'introduction sont : un boulon, formant le conducteur à haute tension, une paroi, mise à la terre, et, entre la paroi et le boulon, un cylindre en matière isolante, en porcelaine par exemple. Lorsqu'on crée une différence de potentiel entre le boulon et la paroi, il se produit un champ électrique. L'auteur montre un diagramme où, en supposant un voltage total de 55,000 volts, il y a une tension de

5,000 volts entre deux lignes de niveau consécutives. Ces lignes de niveau rencontrent la surface du cylindre isolant en des points qui sont d'autant plus reserrés qu'on est plus près de la paroi.

On exige de tout isolateur certaines garanties concernant, d'une part, la décharge superficielle le long de sa surface, d'autre part, le percement électrique de l'isolant. Pour un isolateur à 55,000 volts, par exemple, la décharge superficielle ne devra se produire qu'à 140,000 volts, le percement qu'à 200,000 volts seulement.

Si le voltage de régime augmente pour une raison ou une autre, la tension entre la paroi et la première ligne de niveau augmente en proportion. Alors il peut arriver que la couche d'air qui se trouve en contact immédiat avec la paroi, soit électrisée à un degré suffisant pour être percée. Ce percement électrique de l'air, qui a lieu à 2100 volts efficaces par millimètre, se manifeste par des effets de luminescence, prenant naissance au joint entre la paroi et la porcelaine. A un voltage plus élevé, des étincelles jaillissent de ce joint et glissent le long de l'isolateur; la couche d'air qui entoure l'isolateur est, de ce fait, fortement ionisée. Cette ionisation facilitant, de son côté, la décharge, les étincelles deviendront de plus en plus longues et, finalement, atteindront le boulon.

On cherche évidemment à supprimer, autant que possible, ces décharges superficielles. Dans un même but l'auteur a employé, en 1906 déjà, des isolateurs en porcelaine creux, remplis d'un isolant liquide, d'huile par exemple ; ceci a pour effet de redresser les lignes de niveau ; par conséquent, la surface de porcelaine se trouve au voisinage de la paroi, c'est-à-dire à l'endroit critique, soumise à un effort électrique notablement réduit.

Pierre WEISS. *L'état actuel de la question du magnéton.*

La théorie du magnéton peut s'énoncer de la manière suivante : Toutes les fois que l'on peut déterminer, directement ou indirectement, le moment magnétique d'un atome, ce moment est un multiple entier d'un même moment élémentaire. Sa valeur, rapportée à l'atome-gramme, est 1123,5.

Cette théorie repose sur quatre groupes de déterminations. Je vais passer successivement en revue chacun de ces groupes et montrer comment il a évolué depuis que, il y a deux ans, la théorie a été imaginée.

1° *Métaux aux basses températures.* Aux moments atomiques du nickel et du fer précédemment connus est venu s'ajouter celui du cobalt, trouvé par Bloch, égal à 8,94 magnétons, et par Preuss égal à 8,97 magnétons. Le même travail de Preuss a mis en évidence l'existence, dans les ferrocobalts, d'un fer à un état différent du fer pur à la température ordinaire pour lequel l'expérience a donné 10.00 magnétons. Le même travail conduit à la

découverte de l'alliage Fe_2 Co, à 36,09 magnétons par molécule, c'est-à-dire 12.03 par atome et par suite plus magnétique que le fer pur. M. Weiss montre un bloc d'une dizaine de kilos de cet alliage, que M. de Freudenreich a préparé au moyen d'une technique qu'il a élaborée lui-même en surmontant de très réelles difficultés. Il a aussi vérifié exactement la valeur de l'aimantation de cet alliage qui s'est trouvée exactement d'accord avec les prévisions fondées sur le travail de Preuss.

2° *Substances ferromagnétiques au-dessus du point de Curie.* Quelques données nouvelles sont venues s'ajouter aux anciennes :

Nickel β_1	7,99	magnétons	(Bloch)
» β_2	8,96	»	»
Cobalt β	15,01	»	»
Fer β_2	10,00	»	(Preuss)
Cobalt β	14,99	»	»

Les expériences sur la magnétite qui les premières avaient montré qu'une même molécule peut prendre des moments magnétiques ayant entre eux des rapports rationnels n'avaient été utilisés qu'en valeur relative. De nouvelles expériences destinées à préciser la valeur absolue ont été entreprises par M. Foëx.

3° *Les solutions paramagnétiques.* Les mesures de Pascal, qui formaient l'un des principaux fondements de la théorie du magnéton, et fournissaient une valeur concordante avec celle qui avait été déduite des métaux aux très basses températures à condition d'admettre pour la susceptibilité de l'eau, à laquelle elles étaient rapportées, $-0{,}75.10^{-6}$.

Des mesures récentes, très précises, ayant montré que cette susceptibilité est $-9{,}72.10^{-6}$, l'accord numérique n'existait plus et la reprise des expériences sur les solutions s'imposait. Elle a été commencée par MM. Cabrera et Moles, dont le travail sera publié in-extenso aux *Archives*. En variant l'expérience, ils ont montré que l'on trouve bien des multiples de magnétons dans les cas limites où l'hydrolyse est totale ou nulle. Ces nouvelles déterminations montrent qu'il faut abaisser d'une unité tous les nombres déduits des expériences de Pascal et échelonnés entre 20 et 30. Les expériences de Pascal n'ambitionnaient pas une grande précision ; il est très remarquable que leurs erreurs assez importantes en valeur absolue, grâce à leur allure systématique, aient laissé subsister le caractère dominant du phénomène.

4° *Les composés paramagnétiques à l'état solide.* Les expériences de Mlle Feytis sur un certain nombre de composés paramagnétiques avaient été traitées comme si la théorie de Langevin, valable pour les gaz et les solutions, s'appliquait sans modifica-

tion à ces substances et l'accord des résultats avec la théorie du magnéton avait justifié ce procédé. Depuis, quelques mesures précises ont montré que cette manière de faire conduisait quelquefois à des résultats en contradiction avec la théorie du magnéton. Mais l'étude de la variation thermique de l'aimantation des sels solides a appris que les sels solides possèdent, au même titre que les métaux dans la région β, un champ moléculaire. (Kamerlingh Onnes; nouvelles expériences de Foëx). Le calcul du moment moléculaire en est modifié et quelques exemples semblent montrer que l'accord avec la loi des nombres entiers sera ainsi rétabli. Mais les expériences sont encore trop peu avancées pour permettre une vue d'ensemble.

En résumé, des quatre sources de la théorie du magnéton les deux premières se sont développées conformément aux prévisions et les deux dernières ont fait reconnaître une plus grande complication dans les phénomènes. Pour les solutions, l'accord de la théorie avec les faits est dès à présent rétabli d'une manière satisfaisante, pour les sels solides la voie dans laquelle il doit être cherché est nettement tracée.

Enfin les expériences récentes de Weiss et Piccard sur l'aimantation de l'oxygène, en fournissant pour l'atome de ce corps 7,007 magnétons ont apporté un complément particulièrement intéressant à cause de la manière immédiate dont la théorie cinétique s'applique aux corps gazeux.

Albert PERRIER. *Théorèmes sur la dépendance de l'aimantation rémanente et de la température.*

L'auteur rappelle d'abord le principe de la théorie des grandeurs *homologues* publiée il y a quelques années : il réside dans la possibilité de fixer sur les courbes d'aimantation ferromagnétique à différentes températures des points *correspondants* (homologues) ; d'où découle la possibilité de ramener les courbes thermomagnétiques si multiples et diverses à un seul type, celui de la variation thermique de l'*aimantation spontanée.*

Appliquée aux champs nuls, cette méthode permet de démontrer les propositions suivantes :

1° L'aimantation rémanente proprement dite varie réversiblement avec la température si celle-ci n'atteint pas le point de Curie et si l'aimantation spontanée est elle-même réversible.

2° Quelle que soit sa valeur initiale, l'aimantation rémanente est à un facteur constant près la même fonction de la température que l'aimantation spontanée.

Ces deux propriétés sont solidaires de l'existence de l'aimantation spontanée et de l'invariabilité de sa direction dans chacun

des éléments microcristallins du ferromagnétique durant la variation de la température.

Ces théorèmes semblent en contradiction avec les nombreux travaux expérimentaux publiés sur la question ; l'auteur montre qu'il n'en est rien et que la divergence apparente provient de ce que la question était expérimentalement mal posée, l'aimantation rémanente mesurée en général ne s'appliquent pas à un corps dans un champ nul mais bien dans des champs négatifs et variables. Un travail récent de Ashworth montre que les conclusions qui précèdent semblent devoir se réaliser de point en point ; des expériences plus développées sont cependant encore nécessaires et seront exécutées pour les établir définitivement. Si la réponse de l'expérience est affirmative, on aura obtenu une *preuve directe de l'existence de l'aimantation spontanée* et une méthode pour l'étudier sans recourir à des champs intenses. — Pour plus amples détails, voir le mémoire publié dans ce même recueil.

Auguste PICCARD (Zurich). *Les coefficients d'aimantation de l'oxygène et de l'oxyde azoteux.*

M. Piccard expose les méthodes et montre les instruments qui lui servent à mesurer les susceptibilités des gaz. Les *Archives* sont en train de publier un mémoire plus complet du même auteur traitant ce sujet. Il suffit donc de dire ici que le nombre de magnétons par atome a été trouvé pour l'oxygène égale à

$$n = 7{,}007$$

ce qui s'approche du nombre entier 7 autant que l'on pourrait le désirer.

Le travail relatif à l'oxyde azoteux n'est pas encore terminé.

G. FOËX. *Le champ moléculaire négatif.*

Les gaz paramagnétiques obéissent à la loi de Curie : leur coefficient d'aimantation varie en raison inverse de la température absolue. Pour les solutions étendues il en est de même. Les solutions concentrées suivent déjà moins bien la loi de Curie ; enfin, pour les solides, Curie ne donnait sa loi que comme une « première et grossière approximation ». Il semble donc que, plus les molécules d'un corps sont voisines, plus par conséquent elles s'influencent mutuellement, plus le corps en question a de peine à se soumettre à la loi de Curie.

En introduisant les actions mutuelles des molécules sous forme d'un champ magnétique produit par l'ensemble des molécules et qui, ajoutant son effet à celui du champ magnétique extérieur,

aiderait les molécules à s'orienter. M. Weiss a montré que le coefficient d'aimantation d'une substance ferromagnétique à température supérieure à son point de Curie θ, doit varier suivant la loi :

$$k\,(T - \theta) = \text{cstte}$$

Si, au contraire, on introduit un champ moléculaire négatif, c'est-à-dire une action d'ensemble exercée par les molécules et tendant à empêcher chaque molécule de s'orienter sous l'action du champ magnétique extérieur, on arrive à la loi :

$$k\,(T + \theta) = \text{cstte}$$

Cette loi a été établie expérimentalement par MM. Weiss et Foëx dans le cas du fer γ. Elle a été retrouvée depuis par MM. Kammerling-Onnes et Oosterhuis pour plusieurs sels métalliques ; M. Foëx a également montré que, plusieurs corps étudiés par MM. Honda et Owen (Pd, Pt, plusieurs terres rares) satisfont à la loi indiquée. Cette loi semble donc être très générale.

Une étude des solutions, actuellement en cours d'exécution, permettra peut-être d'étudier la loi d'action mutuelle des molécules en fonction de leur distance.

Renker (Zurich). *Propriétés magnétiques des ferronickels et des ferrocobalts.*

L'auteur a étudié plus spécialement deux cas où un métal présente dans ses alliages, au-dessus du point de Curie, un nombre de magnétons différent de celui du métal pur. Il s'agit du nickel dans les ferronickels et du fer dans les ferrocobalts.

MM. P. Weiss et G. Foex ont étudié les ferronickels pour des teneurs variant de 10 en 10 %. Ils ont trouvé que le nickel présente dans ces alliages, au-dessus du point de Curie, neuf magnétons par molécule-gramme. De plus, ils ont constaté un fait curieux : le métal pur ne possède neuf magnétons qu'au-dessus de 1200° absolus environ ; du point de Curie à cette température, il en possède huit ; le passage de huit à neuf a lieu brusquement. D'après M. Weiss[1], « il y a là, semble-t-il, une indication d'une influence du milieu ayant un retentissement sur la structure intime de l'atome ». On pourrait en effet imaginer qu'un nombre relativement faible de molécules de fer ajoutées aux molécules de nickel dont la stucture est différente, exercent sur celles-ci des chocs ayant pour résultat de produire, à une certaine température, un changement dans la structure magnétique de l'atome de

[1] P. Weiss, *Journal de Physique*, 1911, 5me s., I, p. 983.

nickel. Si les molécules de fer étaient remplacées par des molécules de nickel, il faudrait que l'agitation thermique fût plus forte pour produire le même effet.

L'auteur a examiné cette hypothèse sur sept ferronickels ayant de 100 % à 88 % de nickel. Les résultats ont montré que le phénomène n'a pas l'allure prévue. Suivant l'hypothèse émise, l'addition croissante de fer devait abaisser peu à peu le passage de huit à neuf électrons, jusqu'au dessous du point de Curie. Or, ceci n'a pas lieu : le passage se fait à peu près toujours à la même température, entre 1100° et 1200° absolus.

Les deux constantes de Curie suivent une loi linéaire et se coupent pour 93 % de nickel. A partir de là, il n'y a plus qu'une constante qui varie suivant une courbe se raccordant, pour 10 % de fer, à la droite de MM. Weiss et Foex. Jusqu'à présent, on n'a pu encore donner une interprétation physique de ces résultats. Cependant, on en tire une conséquence précieuse : la marche linéaire de la constante de Curie permet une extrapolation donnant les valeurs de cette constante pour le fer pur à partir d'alliages à très faible teneur de nickel. Conformément à la théorie du magnéton, on a constaté de nouveau qu'au-dessus du point de Curie, le nickel pur passe par des états où il présente huit et neuf magnétons.

Les mêmes particularités se présentent pour le fer β dans les ferrocobalts. Elles ont été observées par M. A. Preuss de 10 en 10 %. Pour le fer β pur, M. Preuss trouve 10 magnétons par atome-gramme (MM. Weiss et Foex ont trouvé deux états avec 12 et 10 magnétons), pour les ferrocobalts, par contre, 20 magnétons par atome-gramme, en supposant la molécule Fe_3 solide. Ici aussi, on pouvait penser à une influence des molécules du cobalt sur la structure magnétique de l'atome de fer. Mais il semble ici que l'état caractérisé par 20 magnétons dans le fer pur, ne pourrait être produit par accroissement de l'agitation thermique, par suite de la transformation du fer β en fer γ.

L'auteur a étudié cette même question sur les ferrocobalts dont la teneur variait de 100 % à 90 % de fer. Ici aussi, les recherches ont montré que les choses se passent autrement qu'on l'avait prévu. L'auteur trouve, comme MM. Weiss et Foex, deux constantes de Curie jusqu'à 92 % de fer. Celle qui correspond à 12 magnétons varie linéairement avec la teneur jusqu'à 90 % de fer, point de rencontre de la droite avec celle trouvée par M. Preuss. La constante correspondant à l'état β_2, varie presque linéairement jusqu'à 94 % de fer. Pour 92 % de fer, la constante de Curie tombe sur la droite que M. Preuss a trouvée. La marche linéaire de la constante de Curie permet une extrapolation donnant les valeurs de cette constante pour le fer pur à partir d'alliages à très

faible teneur de cobalt; là encore on a retrouvé les nombres de 12 et 10 magnétons par atome-gramme.

M. Renger communique les résultats de ses mesures *sur l'aimantation initiale du fer et de la magnétite en fonction de la température.* L'expérience fournit les deux constantes de la formule :

$$I = aH + bH^2$$

représentant l'intensité d'aimantation dans les champs faibles. Chacune de ces constantes a une variation thermique relativement compliquée, tandis que la relation entre ces deux quantités est remarquablement simple et caractéristique de la substance.

Accessoirement, l'étude de ces constantes permet d'aborder avec plus de précision que cela n'a été fait jusqu'à présent le problème important du vieillissement du fer.

BULLETIN SCIENTIFIQUE

PHYSIQUE

Sir J.-J. Thomson. Sur l'apparition de l'hélium et du néon dans les tubes a vide. *Letters to the Editor. Nature.* Vol. 90, N° 2259, 13 *february* 1913, p. 645.

Voici le commencement de l'importante lettre à l'éditeur de Sir J.-J. Thomson :

« Lors de la dernière assemblée de la *Chemical Society*, Sir William Ramsay, le prof. Collie et M. Patterson ont décrit quelques expériences qu'ils considèrent comme prouvant la transmutation d'autres éléments en hélium et en néon [1]. J'ai fait des expériences d'un caractère quelque peu semblable pendant ces derniers temps et bien que la recherche ne soit pas encore terminée les résultats que j'ai obtenus jusqu'à présent me semblent être en faveur d'une explication différente de celle qui a été mise en avant à la *Chemical Society*. J'ai décrit quelques-unes de ces expériences dans une conférence à la *Royal Institution* le 17 janvier, mais comme cette communication a été imprimée je ne donnerai ici qu'un compte rendu de quelques-unes des expériences qui me semblent avoir trait plus spécialement aux phénomènes en question.

J'ai utilisé la méthode des rayons positifs pour déceler les gaz ; cette méthode est plus sensible que l'analyse spectrale et elle fournit beaucoup plus d'indications précises. Je puis dire que l'objet principal de mes expériences fut de rechercher l'origine et les propriétés d'un nouveau gaz du poids atomique **3**, que j'appellerai X_3, que j'ai découvert par la méthode des rayons positifs. Ce gaz, aussi bien que celui de poids atomique **20** (néon) est apparu sporadiquement, comme l'indiquent les photographies des lignes, trajectoires déviées, photographies prises pendant les deux dernières années.

La décharge dans le tube est la décharge ordinaire produite par une bobine d'induction à travers une longue ampoule pourvue d'électrodes d'aluminium et contenant un gaz à très basse pression.

Il ne semble pas qu'il y ait une relation évidente entre l'apparition de l'une ou de l'autre de ces lignes et la nature du gaz utilisé pour remplir le tube. En effet, la ligne **3**, celle qui correspond aux

[1] *Archives*, T. XXXV, N° 3, 15 mars 1913, p. 306

atomes de poids atomique 3, est apparue lorsque l'ampoule avait été remplie soit d'hydrogène, soit d'azote, soit d'air, soit d'hélium, et même avec des mélanges d'hydrogène et d'oxygène en diverses proportions. La ligne 20 (néon) est apparue lorsque l'ampoule contenait de l'hydrogène, ou de l'azote, de l'air ou de l'acide chlorhydrique, ou des mélanges d'hydrogène et d'oxygène.

Les expériences que j'ai faites avaient comme but la découverte des circonstances qui favorisent la production du X_3 et d'essayer d'établir si le gaz produit par la décharge était de l'hydrogène triatomique ou un nouvel élément. J'ai trouvé que les conditions qui amènent une productions considérable de X_3 favorisent généralement l'apparition d'hélium et de néon. En effet, dans la grande majorité des cas, dans lesquels j'ai observé l'apparition de traces d'hélium et de néon, celle-ci a été accompagnée d'une grande quantité de X_3. Ce gaz semble avoir échappé à l'attention des auteurs des récentes communications à la Société des chimistes. Je puis mentionner aussi qu'avec le néon du poids atomique 20, il y a, dans les circonstances spéciales de mes expériences, une ligne qui correspond approximativement à un poids atomique 10. Bien que cette ligne soit probablement due au néon avec deux charges d'électricité, elle est généralement plus brillante en comparaison de la ligne 20 (néon), que ce n'est le cas d'habitude pour les lignes des atomes doublement ou simplement chargés. Aussi n'est-il pas impossible, bien que peut-être invraisemblable, que la ligne 10 soit due à un nouveau gaz.

Les rayons positifs pour l'analyse des gaz avaient été produits dans un récipient contenant des gaz à basse pression, j'appellerai celui-ci le récipient d'essai ; le récipient dans lequel les différentes expériences pour produire le X_3 furent effectuées (la chambre d'expérience) fut scellé sur le récipient d'essai, mais séparé de celui-ci par un robinet, ainsi la pression dans la chambre d'expérience n'est pas nécessairement la même que celle du récipient d'essai, elle peut avoir la valeur qui semble la plus favorable pour ce genre particulier d'expériences.

Après que ces expériences furent effectuées le robinet fut tourné et une partie des gaz de la chambre d'expérience fut introduite dans le récipient d'essai. Une photographie fut alors prise et, en la comparant avec une autre prise avant de tourner le robinet, les nouveaux gaz présents dans la chambre d'expérience purent être déterminés. »

Sir J.-J. Thomson décrit ensuite les différents procédés à l'aide desquels il a pu obtenir une production plus grande du X_3. La constatation capitale fut celle-ci : En produisant la décharge entre des fils de fer comme électrodes ; le X_3, l'hélium et le néon apparurent, mais en poursuivant ces expériences, il remarqua qu'après

3 ou 4 jours le phénomène cessait complètement; alors ayant remplacés les électrodes par du même fil de fer qui n'avait pas encore servi, il obtint de nouveau les trois gaz. C'est cette constatation qui semble bien en opposition avec les conclusions explicatives des chimistes, car elle montre qu'il faut attribuer aux électrodes l'émission des gaz dont on observe l'apparition. Sir J.-J. Thomson a obtenu encore les mêmes gaz en bombardant les substances suivantes : fer, nickel, oxyde de nickel, zinc, cuivre, plusieurs échantillons de plomb, platine, et même deux météorites. De ces faits nouveaux, l'éminent physicien propose l'interprétation que voici : « La question de savoir comment ces gaz entrent dans les métaux est des plus intéressantes. Sont-ils absorbés pendant la fabrication ? Dans ce cas il est important de noter que l'X_3 ne paraît pas exister en quantité appréciable dans l'atmosphère. En considérant les difficultés de se débarrasser de ces gaz, j'ai été amené à supposer qu'il pourrait y avoir une trace de radioactivité chez les métaux ordinaires; mais tandis que, dans les substances radioactives connues, les particules α et celles qui leur sont semblables sont libérées avec une vitesse telle, qu'elles se dégagent de l'atome, au contraire, dans les métaux ordinaires, elles n'ont pas l'énergie suffisante pour se séparer, elles s'attachent aux parties extérieures de l'atome, et il faut leur aider à s'échapper au moyen des rayons cathodiques. »

Th. T.

CHIMIE

James Burmann. Sur le développement des principes actifs de quelques plantes médicinales en 1911. *Bul. Soc. chim. de France.* (4), 1912, t. XI, p. 172-176. Aigle.

L'auteur a poursuivi ses recherches (voir à ce sujet : *Jour. Suisse de Chimie et de Pharm.* N° 1, 1911) sur les variations annuelles de la teneur de quelques plantes médicinales en principes actifs et a fait, en particulier, quelques dosages alcaloïdiques et glucosidiques pour l'aconit, la belladone, les digitales grandiflore et pourpre et le colchique, récoltés dans les mêmes contrées, aux mêmes dates ou états de maturité.

Il résulte de ces dosages, que d'une manière générale, 1911 a été favorable au développement des principes toxiques dans ces plantes et que comparativement à 1909 et 1910 les teneurs en ont augmenté d'une manière à peu près uniforme. Les résultats de ces dosages pour les années 1907 à 1911 sont consignés dans des tabelles pour chacune des plantes considérées.

MESURES DU COURANT ÉLECTRIQUE

PASSANT DE L'ATMOSPHÈRE A LA TERRE

faites chaque jour à Fribourg, à 2 h. 30 du soir

par M. le prof. GOCKEL

MARS 1913

Date	$\lambda-$	$\lambda+$	$q_2 = \lambda+/\lambda-$	P.G.	Courant	
1	75	58	0.77	58	26	couvert
2	—	—	—	—	—	»
3	88	102	1.16	140	90	clair
4	113	112	0.99	134	101	»
5	98	102	1.04	143	95	»
6	95	104	1.09	137	91	»
7	—	—	—	—	—	
8	—	—	—	—	—	
9	71	88	1.23	139 — 170	80	sol couvert de neige
10	84	106	1.26	311	196	sombre
11	69	94	1.36	259	140	clair
12	77	86	1.12	164	89	couvert
13	95	108	1.14	81	54	»
14	83	90	1.08	109	63	clair
15	207	198	0.95	91	122	couv., violent vent SW
16	108	112	1.04	117	85	clair
17	104	107	1.03	98	54	couv., violent vent SW
18	59	47	0.79	-390-+615	—	pluie
19	112	122	1.09	143	111	couvert
20	151	—	—	0 — 94	—	pluie
21	127	106	0.84	— 138	-107	»
22	97	112	1.15	247	172	sombre
23	—	—	—	—	—	pluie
24	60	57	0.95	— 142	-55	»
25	117	134	1.14	103	86	couvert, brumeux
26	71	94	1.32	292	160	»
27	130	135	1.04	102	90	»
28	105	116	1.09	133	97	»
29	85	107	1.26	145	92	»
30	118	133	1.12	137	92	»
31	121	126	1.04	80	66	»

Abréviations

λ_- = conductibilité par ions négatifs en unités éléctrostatiques $\times 10^6$

λ_+ = » » » positifs » » $\times 10^6$

P. G. = gradient du potentiel en volt par mètre.

Courant vertical, en unités électrostatiques $\times 10^8 = (\lambda_- + \lambda_+) \times$ P.G.

OBSERVATIONS MÉTÉOROLOGIQUES

FAITES A

L'OBSERVATOIRE DE GENÈVE

PENDANT LE MOIS

DE MARS 1913

Le 1, forte bise pendant la journée.
les 3, 5 et 6, gelée blanche le matin.
le 8, pluie à 7 h. du matin et à 9 h. du soir ; neige à 9 h. et à 10 h. du soir.
9, nouvelle neige sur le Salève ; forte bise pendant la journée.
les 11, 12 et 16, légère gelée blanche le matin.
le 17, fort vent pendant la journée ; pluie depuis 7 h. 30 m. du soir.
18, pluie et neige dans la nuit : neige à 1 h. 30 m. du soir.
19, gelée blanche le matin ; fort vent pendant la journée.
20, pluie à 1 h., 4 h. et à 7 h. du soir.
21, éclair et tonnerre à 1 h. 30 m. du matin ; pluie dans la nuit et pendant la plus grande partie de la journée.
22, pluie depuis 4 h. 15 m. du soir.
23, pluie dans la nuit et pendant la plus grande partie de la journée.
24, pluie dans la nuit et jusqu'à 1 h. du soir.
25, forte bise l'après-midi.
26, pluie depuis 6 h. 20 m. du soir.
31, pluie depuis 2 h. 35 m. du soir.

GENÈVE — MARS 1913

Jour du mois	Pression atmosphérique 700mm + 7 h.	1 h.	9 h.	Moyenne 8 Obs.	Ecart av. la norm.	Barographe Min.	Barographe Max.	Vent 7 h.	1 h.	9 h.	Dominant	Vit. moy. kil. h.	Nébulosité 7 h.	1 h.	9 h.	Moy. 6 obs.	Durée d'insolation	Pluie Hanteur 24 h.	Nombre d'heures
	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm										h.	mm.	
1	28.7	29.8	30.6	29.30	+ 3.47	27.3	30.9	N. 2	NE. 1	NNE. 1	NNE. 2	18.9	9	7	4	7	2.9	....	....
2	31.3	33.1	34.6	32.42	+ 6.66	30.5	35.3	NE. 1	SSW. 0	N. 0	NNW. 1	4.0	8	7	1	5	4.6	....	....
3	35.6	35.7	34.5	35.25	+ 9.55	34.4	36.3	WNW. 0	N. 1	NE. 0	calme	1.3	0	1	0	2	8.9	....	....
4	34.4	35.0	33.4	34.31	+ 8.73	33.3	35.5	SE. 1	SW 1	SW. 0	SW. 1	3.4	7	4	4	4	9.1	....	....
5	35.6	36.7	37.0	36.13	+10.55	34.4	37.2	E. 0	N. 1	NNW. 0	calme	0.9	2	1	1	1	9.1	....	....
6	37.8	36.5	35.7	36.56	+11.03	34.2	37.8	SSW. 0	NNE. 0	WSW. 0	calme	1.1	1	1	0	1	9.6	....	....
7	34.7	33.4	30.9	33.19	+ 7.72	30.4	35.7	SSE. 0	SW. 1	SW. 1	SW. 1	4.8	6	2	0	2	9.5	....	....
8	30.0	30.2	35.3	31.62	+ 6.21	29.9	35.8	SW. 1	SW. 2	NE. 2	NNE. 1	10.7	7	10	10	9	9.3	....	....
9	37.7	38.3	40.3	38.45	+13.09	35.8	40.7	NE. 1	NE. 2	NE. 3	NNE. 2	**23.2**	6	2	0	2	1.1	5.0	4
10	40.6	40.4	39.4	**40.14**	**+14.84**	39.1	**41.5**	E 0	N. 1	NNE. 0	N. 1	2.5	7	7	1	4	9.1	....	....
11	37.6	35.3	34.6	36.16	+10.91	34.0	39.1	S. 1	N. 0	NNE. 1	NNE. 1	2.1	2	3	0	2	7.9	....	....
12	35.1	32.5	30.4	33.36	+ 8.16	30.3	35.3	SSW. 0	NNE. 1	NW. 0	calme	1.3	4	5	0	3	9.9	....	....
13	30.1	30.4	30.3	30.43	+ 5.28	29.8	31.2	SSE. 1	WSW. 1	SW. 0	var.	2.2	1	8	4	5	6.7	....	....
14	32.6	31.3	30.8	31.53	+ 6.43	30.3	32.6	E. 0	SSW. 1	SSW. 0	SSW. 1	3.2	2	1	0	1	2.7	....	....
15	32.3	34.5	35.7	33.64	+ 8.59	31.0	35.7	SSW. 1	SW. 1	NNE. 0	var.	2.2	7	10	8	7	9.9	....	....
16	33.5	31.2	29.4	31.99	+ 6.98	28.7	35.5	SSE. 0	SW. 2	SSW. 0	SSW. 1	8.6	0	0	0	0	2.9	....	....
17	25.3	21.5	18.2	22.77	− 2.16	**17.8**	28.7	SSW. 2	SSW. 2	SSW. 1	SSW. 1	15.2	1	7	10	8	10.3	....	....
18	19.9	20.2	20.0	19.88	**− 5.04**	19.3	20.3	SSW. 1	SSW. 2	ESE. 0	SSW. 1	8.4	6	9	0	5	1.5	20.7	8
19	20.3	19.2	21.5	20.09	− 4.79	19.0	21.9	SSE. 0	SSW. 2	SSW. 2	SSW. 1	7.7	2	5	10	7	6.0	....	....
20	23.5	21.1	23.3	23.29	− 1.55	21.9	24.7	SSW. 1	WNW. 0	SSW. 1	SSW. 1	7.6	10	10	10	10	5.9	....	....
21	24.1	25.1	26.2	24.72	− 0.09	23.2	26.3	SSW. 0	SSW. 0	NNE. 0	calme	1.7	10	10	10	10	0.0	21.1	11
22	24.1	22.3	20.1	22.82	− 1.95	20.1	26.2	NNE. 0	NNE. 1	SSW. 1	calme	0.9	10	3	10	8	0.0	26.8	13
23	22.7	21.4	20.1	21.28	− 3.46	20.0	22.9	ESE. 0	N. 0	ESE. 0	var.	1.9	10	10	10	10	5.1	23.3	12
24	23.4	25.8	27.8	24.77	+ 0.06	21.1	28.0	ESE. 0	WNW. 1	NNE. 0	calme	1.3	10	10	10	10	0.0	**28.7**	**17**
25	28.4	29.4	27.2	28.52	+ 3.84	26.8	29.9	NNE. 1	NNE. 1	NNE. 2	NNE. 1	8.4	9	6	10	8	0.5	0.7	5
26	24.6	21.4	21.4	22.67	− 1.98	19.3	26.8	NNE. 0	N. 1	W. 0	var.	3.4	10	9	10	10	2.2	....	....
27	24.1	23.8	21.7	22.91	− 1.72	21.0	24.1	SW. 1	SSW. 1	SSW. 0	SSW. 1	6.1	6	5	0	4	0.0	0.9	2
28	19.3	19.5	20.7	**19.78**	− 4.82	19.1	21.0	WNW. 0	NNW. 0	NNE. 0	NNE. 1	2.9	5	6	1	4	10.2	....	....
29	19.7	20.0	22.5	20.65	− 3.93	19.4	22.6	N. 0	NNE. 1	N. 0	calme	1.2	10	10	9	10	8.5	....	....
30	21.8	21.5	20.6	21.39	− 3.17	20.0	22.5	N. 0	N. 0	N. 0	calme	0.7	10	10	0	8	0.0	....	....
31	20.3	22.1	23.8	21.91	− 2.64	19.7	25.7	N. 0	SSW. 1	SW. 0	SW. 1	5.2	6	10	10	9	2.9	14.2	11
Mois	28.68	28.45	28.31	28.45	+ 3.42							5.26	5.9	6.1	4.6	5.6	157.2	141.7	83

GENÈVE — MARS 1913

Jour du mois	Température 7 h.	1 h.	9 h.	Moyenne 8 Observ.	Ecart avec la normale	Min.	Max.	Fraction de saturation en 0/0 7 h.	1 h.	9 h.	Moyenne 8 Obs.	Ecart av. la norm.	Min.	Max.	Tempér. du Rhône Midi	Ecart avec la normale	Limnimètre
	0	0	0	0	0	0	0								0	0	mm.
1	+ 3.0	+ 4.1	+ 2.2	+ 3.45	+ 0.47	+ 0 7	+ 5.2	73	66	93	71	- 8	58	88	6.0	+ 0.6	1220
2	+ 0.8	6.2	1.8	2.79	- 0.30	- 0.8	7.0	78	50	85	68	-11	48	90	—	—	1205
3	- 2.0	5.9	3.0	2.64	- 0.56	- 2.1	9.0	92	40	80	74	- 1	40	95	5.5	0.0	1225
4	+ 2.8	12.8	8.0	7.35	+ 4.03	+ 1.2	14.0	75	37	47	59	-19	36	88	6.5	+ 1.0	1180
5	+ 0.4	8.6	5.6	5.45	+ 2.02	- 0.1	10.0	96	60	73	74	- 4	60	98	6.5	+ 0.9	1170
6	- 0.6	9.8	6.2	5.20	+ 1.65	- 0.8	11.5	92	54	82	77	- 1	42	94	6.5	+ 0 9	1180
7	+ 3.8	15.5	10.8	9.72	+ 6.06	+ 2.3	16.5	77	43	60	61	-16	36	83	7.0	+ 1.3	1150
8	8.4	12.0	1.0	6.89	+ 3.21	- 0.3	12.2	73	58	100	72	- 5	48	100	7.5	+ 1.8	1145
9	+ 2.4	5.2	2.6	2.96	- 0.91	0.0	6.0	61	81	96	81	+ 1	44	98	—	—	1175
10	- 2.2	5.6	3.0	2.71	- 1.31	**- 3.0**	8.0	98	98	93	93	+16	76	100	7.0	+ 1.2	1165
11	- 1.2	7.8	6.2	4.25	+ 0.11	- 2.0	12.2	96	48	48	70	- 6	40	97	6.5	+ 0.6	1145
12	+ 1.0	10.4	7.1	6.73	+ 2.47	0.0	14.6	98	60	70	76	0	58	98	7.6	+ 1.7	1100
13	4.4	14.2	9.2	8.97	+ 4.59	+ 3.6	15.8	90	43	51	67	- 9	42	94	6.0	0.0	1080
14	4.8	16.8	10.8	10.90	+ **6.39**	4.0	**17.5**	86	42	65	69	- 7	41	92	7.0	+ 0.9	1050
15	10.8	13.0	8.8	10.91	+ 6 28	7.0	16 0	62	51	54	57	-18	50	72	8.0	+ 1.9	1085
16	1.8	14.2	11.4	9.09	+ 4.34	1 0	15.5	88	32	50	61	-14	32	90	—	—	1105
17	7.8	13.2	8.7	10.14	+ 5.26	+ 2.6	11.6	60	38	77	**55**	**-20**	35	88	7.5	+ 1.3	1125
18	+ 0.8	5.1	0.4	**2.61**	**- 2.39**	- 0.8	6 2	91	55	83	73	- 2	16	98	7.0	+ 0.7	1095
19	- 2.1	9.6	8.4	4.30	- 0.83	- 2.2	10.1	92	27	65	66	- 8	**26**	98	7.0	+ 0.7	1145
20	+10.5	11.1	10.0	10 70	+ 5.14	+ 7.2	11 0	64	86	88	74	0	60	94	7.2	+ 0.8	1155
21	9.8	9.6	8.2	9.71	+ 4.33	6.5	13.0	98	98	98	**94**	**+20**	80	100	7.0	+ 0.5	1195
22	8.2	12.4	11.4	10.12	+ 4.61	7.2	15.0	96	63	95	86	+12	61	96	7.5	+ 1.0	1195
23	6.2	7.2	4.6	6.29	+ 0.65	3.0	11.0	96	82	96	92	+19	80	98	—	—	1185
24	2.4	6.4	6.0	4.65	- 1.12	1.9	8.0	98	76	84	89	+16	71	98	—	—	1215
25	5.8	8.0	6.8	6.58	+ 0.68	5.0	9.2	82	62	70	74	+ 1	57	86	7.0	+ 0.3	1220
26	5.4	8.1	7.5	6.70	+ 0.67	4.8	8.5	87	74	85	82	+ 9	72	93	6.5	- 0.3	1215
27	7.8	14.2	10.4	10.15	+ 4.28	6.0	15.0	68	33	53	**55**	-18	30	85	7.0	+ 0.1	1235
28	2.8	10.8	8.2	6.83	+ 0.53	1.5	12.0	84	51	70	69	- 4	15	84	7.0	0.0	1205
29	6.1	11.8	10.3	9.20	+ 2.77	5.0	15.0	84	48	80	72	0	46	84	6.5	- 0.5	1180
30	8.4	15.0	11.0	**10.92**	+ 4.36	7.5	17.0	84	52	65	69	- 3	48	84	—	—	1185
31	+ 9.4	+12.4	+ 8.2	+ 9.31	+ 2.64	+ 5.8	+14.5	60	70	98	74	+ 2	54	98	6.5	- 0.7	1185
Mois	+ 4.12	+10.24	+ 7.04	+ 7.05	+ 2.45	+ 2.25	+12.07	83	57	76	73	- 2			6.85	+ 0.73	1166

MOYENNES DE GENÈVE. — MARS 1913

Correction pour réduire la pression atmosphérique de Genève à la pesanteur normale : $+ 0^{mm}.02$. — Cette correction n'est pas appliquée dans les tableaux.

Pression atmosphérique : 700^{mm} +

	1 h. m.	4 h. m.	7 h. m.	10 h. m.	1 h. s.	4 h. s.	7 h. s.	10 h. s.	Moyennes
	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm
1re déc.	34.28	34.23	34.62	35.41	34.92	34.28	34.95	35.20	34.73
2e »	29.23	28.94	29.05	29.07	28.02	27.42	27.27	27.52	28.31
3e »	22.96	22.69	22.95	23.39	22.95	22.32	22.51	23.08	22.86
Mois	28.64	28.43	28.68	29.10	28.45	27.82	28.06	28.42	29.45

Température.

	o	o	o	o	o	o	o	o	o
1re déc.	+ 2.83	+ 2.11	+ 1.68	+ 5.62	+ 8.57	+ 8.44	+ 6.06	+ 4.10	+ 4.93
2e »	4.97	3.79	3.86	8.80	11.57	12.25	9.75	7.89	7.86
3e »	6.81	6.06	6.57	8.97	10.54	10.05	8.96	8.05	8.25
Mois	+ 4.93	+ 4.05	+ 4.12	+ 7.84	+10.24	+10.24	+ 8.28	+ 6.73	+ 7.05

Fraction de saturation en %.

1re décade	80	83	81	67	59	60	76	78	73
2e »	80	83	83	63	48	54	55	67	67
3e »	82	85	85	76	64	71	78	81	78
Mois	81	84	83	69	57	62	70	76	73

Dans ce mois l'air a été calme 435 fois sur 1000.

Le rapport des vents $\frac{\text{NNE}}{\text{SSW}} = \frac{58}{65} = 0.89$

Moyennes des 3 observations (7^h, 1^h, 9^h)

	mm
Pression atmosphérique.......	28.49
Nébulosité..................	5.5
Température $\frac{7+1+9}{3}$..	$+ 7°.13$
Température $\frac{7+1+2\times9}{4}$..	$+ 7°.11$
Fraction de saturation........	72 %

Valeurs normales du mois pour les éléments météorologiques, d'après Plantamour :

	mm
Press. atmosphér.. (1836-1875).	25.03
Nébulosité.. ..... (1847-1875).	6.1
Hauteur de pluie.. (1826-1875).	$47^{mm}.3$
Nombre de jours de pluie. (id.).	10
Température moyenne ... (id.).	$+ 4°.60$
Fraction de saturat. (1849-1875).	75 %

Observations météorologiques faites dans le canton de Genève

Résultats des observations pluviométriques

Station	CÉLIGNY	COLLEX	CHAMBÉSY	CHATELAINE	SATIGNY	ATHENAZ	COMPESIÈRES
Hauteur d'eau en mm.	141.7	138.1	143.9	131.9	117.5	123.0	129.1

Station	VEYRIER	OBSERVATOIRE	COLOGNY	PUPLINGE	JUSSY	HERMANCE
Hauteur d'eau en mm.	137.9	141.7	136.8	145.5	150.7	152.5

Insolation à Jussy : 124 h. 9

OBSERVATIONS MÉTÉOROLOGIQUES

FAITES AU

GRAND SAINT-BERNARD

PENDANT LE MOIS

DE MARS 1913

Les 1, 8, 17, 18, 20, 21, 22, 23, 24, 25, 26 et 31, neige.
8, 9, 10 et 24, très forte bise.
23, 25, 26, 28, 29, 30 et 31, très fort vent.
15, 17, 22, 23, 25, 26, 28, 29 et 31, brouillard.

GRAND SAINT-BERNARD — MARS 1913

Jour du mois	Pression atmosphérique 500mm + 7 h.	1 h.	9 h.	Moyenne 3 Obs.	Ecart av. la norm.	Barographe Min.	Barographe Max.	Vent 7 h.	Vent 1 h.	Vent 9 h.	Vent Dominant	Nébulosité 7 h.	1 h.	9 h.	Moyenne 3 Obs.	Pluie Hauteur (24 h.)	Neige Hauteur (24 h.)
	mm.	mm.	mm.	mm.	mm.	mm.	mm.									mm.	cm.
1	61.2	62.1	63.4	62.2	+ 2.5	61.0	63.6	NE. 1	NE. 2	NE 0	NE. 1	9	0	0	3	2.9	4
2	63.8	65.8	67.2	65.6	+ 5.9	63.6	67.5	NE. 1	NE. 1	NE. 0	NE. 1	0	0	0	0	....	....
3	67.7	68.6	69.6	68 6	+ 8.9	67.5	69.6	NE. 1	NE. 0	NE. 0	calme	2	1	0	1	....	....
4	69.3	69.5	70.3	69.7	+ 10.0	69.2	70.6	NE. 0	NE. 2	NE. 0	calme	3	4	3	3	....	....
5	70.7	72.0	72.9	71.9	+ 12.2	70.6	72.9	NE. 0	NE. 0	NE. 0	calme	2	0	0	1	....	....
6	72.6	72.6	72.2	72.5	+ 12.8	71.7	72 7	NE. 0	SW. 1	SW. 1	SW. 1	0	0	0	0	....	....
7	70.3	70.0	68.5	69.6	+ 9.9	67.8	71.7	SW. 1	SW. 0	SW. 0	calme	2	1	0	1	....	....
8	66.5	66.0	65.2	65.9	+ 6.2	65.0	67.8	SW. 0	SW. 2	NE. 3	var.	4	10	10	8	4.0	8
9	61.8	67.0	69.4	67.1	+ 7.4	64.8	70.2	NE. 4	NE. 4	NE. 2	NE. 3	2	1	0	1	...	....
10	71.2	72.5	73.2	72.3	+ 12.6	70.2	**73.2**	NE. 2	NE. 1	NE. 2	NE. 2	3	1	0	1	....	....
11	73.0	72.8	72.2	**72.7**	+ **13.0**	71 6	73.1	NE. 0	NE. 0	NE. 0	calme	0	2	0	1	....	....
12	70.7	70.8	69.8	70.4	+ 10.7	68.7	71.6	NE. 0	NE. 0	SW. 1	calme	0	3	0	1	....	....
13	67.5	67.7	68.2	67.8	+ 8.1	67.5	68.4	SW. 2	SW. 1	NE. 1	SW. 1	3	3	1	2	....	...
14	68.5	68.8	69.1	68.8	+ 9.1	68.4	69.1	NE. 1	SW. 1	NE. 1	NE. 1	0	1	0	0	....	....
15	68.6	69.3	69.6	69 2	+ 9.5	68.5	69.6	SW. 0	NE. 1	NE. 2	NE. 1	1	6	10	6	...	....
16	68.5	68.1	67.2	68.0	+ 8.3	66.4	69.1	NE. 1	SW. 1	SW. 1	SW. 1	0	0	0	0	....	....
17	64.1	62 0	57.6	61.2	+ 1.4	56.1	66.4	SW. 2	SW. 3	SW. 4	SW. 3	10	10	10	10	23.5	**28**
18	53.2	53.1	53.7	**53.3**	− **6.5**	**53.0**	56.1	NE. 1	NE. 1	NE. 0	NE. 1	10	10	1	7	2.5	6
19	55.3	57.0	60.4	57.6	− 2.2	54 3	61.5	SW. 1	SW. 1	SW. 1	SW. 1	0	2	10	4	....	...
20	62 4	63.5	64.1	63.3	+ 3.5	61.5	64.1	SW. 0	SW. 2	NE. 1	var.	10	10	10	10	22.6	24
21	63.8	64.4	65.5	64.6	+ 4.7	63.7	65.5	SW. 2	SW. 1	NE. 1	SW. 1	10	10	10	10	10.9	11
22	64.7	61.2	61.7	63.5	+ 3.6	60.9	65.2	SW. 1	SW. 1	SW. 4	SW. 2	10	10	10	10	**27.0**	18
23	60.0	58.8	57.0	58.6	− 1.3	56.8	60.9	SW. 3	SW. 2	SW. 1	SW. 2	10	10	10	10	15.0	15
24	56.6	59.7	62.0	59.1	− 0.6	56.5	63.1	NE. 4	NE. 3	NE. 0	NE. 2	10	10	10	10	2.1	1
25	63.8	61.5	65.4	64.6	+ 4.6	63.1	65.4	SW. 1	SW. 2	SW. 4	SW. 2	10	10	10	10	4.5	5
26	64.5	62.8	61.0	62 8	+ 2.7	60.4	65.1	SW. 3	SW. 1	SW. 3	SW. 3	10	10	10	10	13.6	13
27	60.2	60.0	59.3	59.8	− 0.3	59.0	60.4	SW. 0	SW. 1	SW. 1	SW. 1	4	0	0	1	...	....
28	58.5	60.6	62.4	60.5	+ 0.1	58.5	62.7	SW. 2	SW. 2	SW. 2	SW. 2	10	10	10	10	....	....
29	63.0	64.0	65.8	64.3	+ 4.1	62.7	65.8	SW. 4	SW. 4	SW. 3	SW. 4	10	10	5	8	....	....
30	65.1	65.0	65.1	65.1	+ 4.9	65.0	65 5	SW. 4	SW. 4	SW. 4	SW. 4	9	8	10	9	....	....
31	63.4	62.8	62.1	62.8	+ 2.5	62.0	64.3	SW. 1	SW. 4	SW. 4	SW. 4	10	10	10	10	23.2	15
Mois	64.95	65.37	65.32	65.28	+ 5.57							5.3	5.3	4.8	5.1	151.8	148

GRAND SAINT-BERNARD — MARS 1913

Jour du mois	Température							Fraction de saturation en %					
	7 heures	1 heure	9 heures	Moyenne 3 Observ.	Ecart avec la normale	Minimum	Maximum	7 h.	1 h.	9 h.	Moyenne 3 Obs.	Min.	Max.
	°	°	°	°	°	°	°						
1	- 12.2	- 8.8	- 8.6	- 9.8	- 1.6	- 13.4	- 6.2	100	69	26	65	23	100
2	- 7.1	- 4.2	- 6.6	- 6.0	+ 2.2	- 9.3	- 2.5	21	21	38	28	18	46
3	- 4.8	- 3.3	- 3.2	- 3.8	+ 4.3	- 6.0	- 2.0	18	17	22	**19**	**15**	40
4	- 3.2	- 2.6	- 2.6	- 2.8	+ 5.2	- 4.4	- 0.4	58	64	48	57	40	72
5	- 2.6	+ 0.2	- 2.3	- 1.6	+ 6.4	- 3.0	+ 1.6	46	47	44	45	25	48
6	- 2.0	0.8	- 3.2	- 1.5	+ 6.4	- 3.8	2.1	35	16	61	47	34	63
7	- 4.4	+ 1.8	- 4.5	- 2.4	+ 5.4	- 4.8	3.2	48	48	75	57	42	86
8	- 5.8	- 1.4	- 10.5	- 5.9	+ 1.9	- 11.7	+ 0.5	72	82	100	84	64	100
9	- 15.6	- 11.7	- 12.4	**- 13.2**	**- 5.5**	- 15.6	- 10.3	100	90	88	93	34	100
10	- 10.6	- 2.0	- 3.4	- 5.3	+ 2.3	- 12.0	- 1 2	41	54	81	59	37	82
11	- 1.2	+ 5.5	- 0.1	**+ 1.3**	**+ 8.9**	- 3.0	**+ 6.0**	66	47	58	57	41	76
12	- 1.4	+ 2 8	- 1.8	- 0.1	+ 7.4	- 2.3	3.9	47	43	65	52	38	65
13	- 4.2	- 1.6	- 3.7	- 3.2	+ 4.2	- 4 2	2.7	67	69	95	77	57	98
14	- 3.7	0.0	- 3.2	- 2.3	+ 5.0	- 3.9	1.8	85	71	87	81	63	97
15	- 3.8	- 0.6	- 5.6	- 3.3	+ 3.9	- 6.4	2 0	83	79	87	83	71	100
16	- 6.6	- 2.0	- 6.0	- 4.9	+ 2.2	- 6.8	+ 1.2	71	63	37	57	32	100
17	- 7.6	- 6 2	- 6.2	- 6.7	+ 0.3	- 7.6	- 5.4	97	96	97	97	95	100
18	- 9.8	- 8.2	- 15.6	- 11.2	- 4.2	**- 16.2**	- 7.6	96	89	86	90	70	98
19	- 13.2	- 6.8	- 2.6	- 7.5	- 0.6	- 15.9	- 2.1	46	56	96	66	41	98
20	- 1.6	+ 0.8	- 2.8	- 1.2	+ 5.6	- 3.0	+ 1.6	89	88	100	92	77	100
21	- 3.9	- 0.9	- 3.2	- 2.7	+ 4.0	- 3.9	- 0.9	100	93	98	97	90	100
22	- 3.4	- 2.8	- 3.0	- 3.1	+ 3.5	- 3.6	- 2.5	100	100	100	100	100	100
23	- 3.5	- 2.2	- 4.2	- 3.3	+ 3.2	- 4.5	- 2.0	100	100	100	100	100	100
24	- 7.8	- 2.8	- 6.6	- 5 7	+ 0.7	- 7.8	- 1.6	98	95	94	96	92	100
25	- 7.0	- 6.0	- 7.5	- 6.8	- 0.5	- 7.6	- 5.5	97	96	93	95	92	98
26	- 6.2	- 4.0	- 4.7	- 5.0	+ 1.2	- 7.2	- 3.6	95	96	98	96	91	98
27	- 6.2	- 1.7	- 7.0	- 5.0	+ 1.0	- 7.2	- 1.5	97	78	74	83	58	98
28	- 7.8	- 4.5	- 4.8	- 5.7	+ 0.2	- 7.8	- 4.0	95	97	99	97	66	100
29	- 4.2	- 3 4	- 3.9	- 3.8	+ 2.0	- 4.6	- 2.9	99	100	100	100	97	100
30	- 4.2	- 1.8	- 2.6	- 2.9	+ 2.8	- 4.4	- 1.8	79	73	77	76	56	97
31	- 3.8	- 3.2	- 3.0	- 3.3	+ 2.3	- 4.2	- 2.6	100	100	100	100	97	100
Mois	- 5.79	- 2.61	- 5.02	- 4.47	+ 2.58	- 6.94	- 1.32	76	73	78	76		

MOYENNES DU GRAND SAINT-BERNARD. — MARS 1913

Correction pour réduire la pression atmosphérique du Grand Saint-Bernard à la pesanteur normale : — $0^{mm}.22$. — Cette correction n'est pas appliquée dans les tableaux.

Pression atmosphérique : 500mm + / **Fraction de saturation en %**

	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne
	mm	mm	mm	mm				
1re décade	67.81	68.61	69.19	68.54	54	54	58	55
2e »	65.18	65.34	65.19	65.24	75	70	81	75
3e »	62 15	62.44	62.48	62.36	96	93	94	94
Mois	64.95	65.37	65.52	65.28	76	73	78	76

Température.

	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s	Moyenne. $\frac{7+1+9}{3}$	Moyenne. $\frac{7+1+2\times9}{4}$
	°	°	°	°	°
1re décade	— 6.83	— 3.12	— 5.73	— 5.23	— 5.35
2e »	— 5.31	— 1.63	— 4.79	— 3.91	— 4.13
3e »	— 5 27	— 3.03	— 4.59	— 4.30	— 4.37
Mois	— 5.79	— 2.61	— 5.02	— 4.47	— 4.61

Dans ce mois l'air a été calme 247 fois sur 1000

Le rapport des vents $\frac{NE}{SW} = \frac{43}{101} = 0.43$

Pluie et neige dans le Val d'Entremont.

Station	Martigny-Ville	Orsières	Bourg-St-Pierre	St-Bernard
Eau en millimètres.....	66.5	70.2	75.3	151.8
Neige en centimètres....	4	10	74	148

LA

MAGNETOCHEMIE DE QUELQUES SELS FERRIQUES[1]

ET LA

THÉORIE DU MAGNÉTON

PAR

B. CABRERA et E. MOLES

Aperçu général

On connaît les déterminations d'un grand nombre de moments moléculaires faites par M. Pierre Weiss, et la loi qu'il en a déduite: tous ces moments sont des multiples entiers d'un même moment élémentaire auquel il a donné le nom de magnéton.

Les expériences sur lesquelles s'appuie cette déduction sont de précision inégale. La série des solutions étudiées par Pascal qui paraissait fournir un appui des plus importants à cette théorie, a perdu beaucoup de sa valeur démonstrative depuis que de nouvelles mesures de la susceptibilité de l'eau (Sève, Piccard) justifiant des doutes exprimés par Heydweiller, ont montré que l'échelle de Pascal est inexacte et que les susceptibilités doivent être abaissées de 4 % et par suite les moments moléculaires de 2 %. A cela s'ajoute que Pascal donne de la susceptibilité moléculaire une définition qui lui est personnelle et qui revient à la suppression de la densité figurant comme facteur de la susceptibilité de la solution. M. Weiss n'a pas tenu compte de cette circonstance dans son calcul et l'effet

[1] Travail fait au laboratoire de physique de l'Ecole polytechnique fédérale, à Zurich.

n'est pas négligeable, puisque les densités des solutions de Pascal varient entre 1 et 1,025.

Les expériences de Pascal n'ayant jamais ambitionné une haute précision, il devenait utile de refaire de nouvelles mesures très précises pour voir si réellement les solutions possèdent le caractère qui était apparu avec tant de netteté dans ses expériences et peuvent contribuer à l'établissement de la loi des nombres entiers.

Dans le travail que nous allons exposer nous ne nous sommes pas bornés à étudier, comme Pascal, des solutions d'une même concentration (2 à 3 gr. de fer par litre). Mais, sachant par les recherches de Kœnigsberger et de Meslin que le coefficient d'aimantation de la matière dissoute est, au moins pour quelques sels, fonction de la concentration, nous avons fait des mesures à des concentrations très différentes. Nous devions ainsi découvrir les lois limites, s'il y en avait.

La loi des nombres entiers s'est en effet manifestée comme loi limite aux très faibles concentrations et, dans un cas où les observations ont été assez nombreuses et régulières pour permettre une extrapolation vers les très fortes concentrations, la loi des nombres entiers s'est encore vérifiée. On a reconnu ainsi que l'atome de fer peut exister avec 29, 27 et 25 magnétons.

Quand la solution ne contient qu'une espèce de molécules, la théorie cinétique donne sans ambiguité le moment de la molécule. Si, au contraire, il y en a plusieurs, de moments magnétiques différents, en conduisant le calcul de la même façon, on obtient la moyenne quadratique de ces moments.

Le fait que la loi des nombres entiers ne se manifeste que pour les concentrations extrêmes conduit à admettre dans une même solution plusieurs molécules de moments différents. Cette diversité se rattache naturellement au phénomène de l'hydrolyse et peut-être à celui de l'ionisation.

L'aimantation se présente donc avec une précision nouvelle comme le moyen d'investigation de l'hydrolyse déjà entrevu par Wiedemann. Or, l'on sait que l'on peut agir sur l'hydrolyse par l'addition de molécules étrangères et plus particulièrement par celles contenant l'un des ions de la molécule hydrolysée. Nous avons abordé cette étude, mais nous n'avons encore pu la

traiter dans sa généralité; le problème est en effet à deux variables pour chaque système de deux substances et nécessite par suite un très grand nombre de mesures.

Nous nous sommes bornés, en général, à adopter une concentration fixe de la substance magnétique et à faire varier celle de la deuxième substance. Mais déjà sur ces résultats partiels on aperçoit que la notion du magnéton interviendra utilement dans l'interprétation. Nous avons noté, en effet, que certaines parties nettement rectilignes des courbes représentant l'aimantation des mélanges passent par un point représentant un nombre entier de magnéton lorsqu'on les prolonge jusqu'à l'abscisse correspondant à la valeur nulle de la substance additionnelle.

Méthode de mesure

Pour déterminer la susceptibilité χ_c on a suivi la méthode de Quincke en employant une disposition semblable à celle de M. Piccard dans sa mesure de la constante de l'eau [1]. En tenant compte de ce que les mesures ont été faites dans l'air et en admettant la loi de Wiedemann

$$\chi_s = m(\chi_c - \chi_{a_q}) + \chi_{a_q}$$

on obtient pour valeur de la susceptibilité spécifique du corps dissous avec les constantes adoptées par nous :

$$\chi = \frac{1}{m}\left\{-7.20\left[1-.0014\left(\frac{t+t'}{2}-20\right)\right]\left(\frac{\Delta}{\Delta'}+m-1\right)+\frac{308\,P}{\varrho T^2}\left[1-\frac{\Delta}{\Delta'}\frac{\varrho}{\varrho'}\left(\frac{T}{T'}\right)^2\right]\right\}10^{-7}$$

où Δ, ρ, t, T et P sont l'ascension, densité, température centigrade, température absolue et pression qui correspondent à la dissolution, et les mêmes lettres accentuées leurs valeurs pour l'eau.

Les calculs étant terminés, MM. Weiss et Piccard [2] ont publié

[1] Les détails opératoires et la discussion des erreurs possibles se trouvent dans la publication espagnole de ce travail: *Anales de la Sociedad espanola de Fisica y Quimica* (X., p. 316, octobre 1912.)

[2] *C. R.*, t. CLV, 1912, p. 1234.

leurs valeurs définitives des constantes de l'eau et de l'air, valeurs qui diffèrent très peu des constantes qui figurent dans la formule précédente. Cependant, une discussion facile montrerait que cette différence affecte seulement d'un petit nombre de millièmes les valeurs de χ_c, et on tomberait par conséquent dans les limites der erreurs dues à l'analyse chimique des dissolutions.

Les valeurs de Δ et Δ' qui figurent dans les tableaux suivants sont les moyennes de huit ou dix déterminations dont l'erreur moyenne est toujours de 20 à 30 unités du dernier ordre.

Marche des expériences. — Le tableau ci-contre contient, à titre d'exemple, les observations faites le 8 juillet 1912 sur une solution de chlorure ferrique contenant 4,162 mg. de sel par gramme. Les positions des ménisques y sont données par l'addition du nombre contenu dans la colonne désignée par « échelle » à ceux qui sont contenus dans la colonne « micromètre ». Les lectures des micromètres sont exprimées en divisions tandis que les valeurs de Δ sont réduites en centimètres.

Les lectures sans ou avec champ ont été réalisées alternativement en ayant soin que les intervalles de temps fussent égaux et pas supérieurs à deux minutes. Le sens du courant a été changé chaque fois pour éviter des erreurs dues au magnétisme résiduel. Au commencement et à la fin de chaque série nous déterminions la température du liquide dans le récipient D, et pendant le passage du courant on déterminait celle du champ en ayant soin de la maintenir constante en prenant pour le calcul la valeur moyenne. La dernière colonne δ contient les différences entre la moyenne et chacune des valeurs de Δ ; la valeur moyenne de ces différences a toujours oscillé entre 15.10^{-5} et 35.10^{-5} centimètres : ceci donne la mesure des erreurs accidentelles.

Les nombres contenus dans les colonnes intitulées « micromètre » varient d'une manière systématique dans le sens qui correspond à une diminution de l'ascension capillaire du liquide. Ce phénomène a été déjà signalé par Sève [1] comme une cause possible d'erreur dans la méthode Quincke, mais quoique ce

[1] Thèses, pag. 110.

Temp. dans le récipient	Temp. dans le champ	Int. courant	Lecture sans champ			Lecture avec champ		Différence		Δ	δ
			Echelle	Micro-mètre	Moyen-ne	Echelle	Micro-mètre	Echelle	Micro-mètre		
degrés	*degrés*	*ampères*	*centim.*			*centim.*		*centim.*		*centimètres*	*centimètres*
18,0			77,34			77,42		+ 0,08			
	18,38	+ 60,0		— 148	— 140		+ 270		+ 410	+ 0,08567	— .00052
	18,39	— 60,0		— 133	— 143		+ 341		+ 484	+ 08669	+ 50
	18,40	+ 60,0		— 153	— 141		+ 321		+ 462	+ 08639	+ 20
	18,40	— 60,0		— 130	— 123		+ 302		+ 425	+ 08588	— 31
	18,41	+ 60,0		— 116	— 105		+ 338		+ 443	+ 08613	— 6
	18,40	— 60,0		— 094	— 083		+ 370		+ 453	+ 08626	+ 7
	18,40	+ 60,0		— 072	— 075		+ 389		+ 464	+ 08642	+ 23
	18,40	— 60 0		— 079	— 061		+ 390		+ 451	+ 08624	+ 5
	18,41	+ 60,0		— 043	— 047		+ 381		+ 428	+ 08592	— 27
	18,41	— 60,0		— 052	— 035		+ 422		+ 457	+ 08632	+ 13
18,3				— 019							
Moy.	18,40									+. 08619	±. 00023

phénomène paraisse plus compliqué que ne le fait présumer la description de Sève, nous ne croyons pas qu'il invalide les mesures effectuées d'après notre procédé opératoire, parce qu'il s'agit d'un phénomène évidemment étranger à l'action du champ magnétique. Il suffit, pour s'en convaincre, de regarder

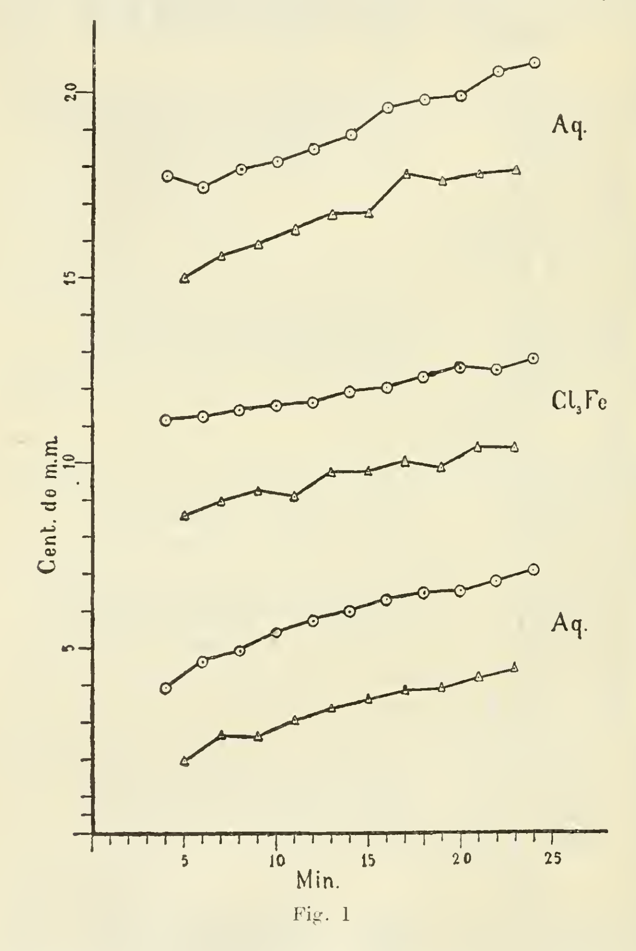


Fig. 1

les courbes de la fig. 1 qui représentent les lectures du micromètre dans trois séries choisies au hasard et à des jours et des heures différentes ; les deux premières se raportent à l'eau et au chlorure *ferrique* observés dans la matinée du 17 juillet,

tandis que la dernière traduit la détermination effectuée avec l'eau dans la soirée du 1er août. Sur les mêmes courbes sont indiquées par des cercles les lectures sans champ, et par des triangles celles réalisées avec le champ. Les distances entre les deux courbes de chaque série sont évidemment arbitraires, pour l'eau elle atteint à peine $^1/_{80}$ de la valeur qu'elle a en réalité tandis que pour le Cl_3Fe elle devient la moitié.

Le parallélisme entre les deux courbes d'une même série est aussi parfait que permettent les erreurs fortuites de l'expérimentation ; de sorte que la valeur moyenne des Δ peut être supposée affectée d'une erreur passablement moindre que la moyenne des δ. Il n'est pas superflu d'attirer l'attention sur la plus grande régularité des lectures sans champ, conséquence naturelle de la disparition de deux causes d'erreur qui influent sur les lectures avec champ : le manque de constance de H et de la température. Ce fait démontre que nous nous trouvons à la limite de la précision que peut donner la méthode.

Dans les courbes dont nous nous occupons on ne remarque pas une tendance vers une valeur constante, contrairement à l'affirmation de Sève, même après une heure, durée de quelques unes de nos séries ; tandis que le physicien français assure que le temps nécessaire pour arriver à la constance du niveau n'est que de quinze minutes. En outre, quoique dans la plupart des cas la variation ait toujours lieu dans le sens indiqué, quelquefois par exemple, dans la plupart des séries des observations faites le 19 et le 20 juin et le 26 juillet, séries qui se rapportent à l'eau, à la solution de chlorure ferrique et de ferrioxalate de sodium. Enfin la nature du liquide ne semble pas avoir d'influence sur le phénomène en question, mais il convient de faire remarquer que dans les solutions plus concentrées de ferripyrophosphate de sodium la descente du niveau a atteint une valeur énormément plus grande que dans tous les autres cas, puisqu'après trente minutes elle dépassait 0,5 mm. tandis que dans les autres cas elle atteignait à peine 0,05 mm. dans le même temps.

Ce que nous venons de dire suffit pour comprendre la complication du phénomène. On pourrait penser que la cause du phénomène est l'élévation locale de la température du tube,

mais si on analyse l'effet de cette élévation on voit immédiatement que l'explication serait insuffisante.

La circonstance d'avoir à faire à des phénomènes capillaires et la nécessité d'empêcher que dans le tube ou dans le récipient il puisse rester des petites portions d'une dissolution qui salissent l'eau et les autres dissolutions, nous ont obligés à une extrême propreté pour les tubes et à opérer avec des précautions que nous allons détailler :

Chaque jour, à la fin des expériences, on remplissait l'appareil avec un mélange chromo-sulfurique à 100° et on l'y laissait jusqu'au lendemain matin. On vidait alors l'appareil et on y faisait passer un courant continu d'eau du robinet. Une fois lavé on remplissait tout l'appareil avec de l'eau distillée qu'on y laissait pendant quinze ou vingt minutes. Alors on le vidait de nouveau et on y introduisait une nouvelle quantité d'eau et on faisait une première série pour déterminer Δ'. Après on faisait sortir tout le liquide du tube et on déterminait une autre fois Δ'.

Avec les mêmes précautions on remplissait immédiatement l'appareil avec la dissolution à étudier, en effectuant aussi deux séries de mesures, et après on faisait une nouvelle détermination pour l'eau, avec les mêmes précautions qu'au commencement. L'eau qui servait pour cette série, la dernière de la matinée, restait dans l'appareil deux ou trois heures et avec cette eau on commençait les séries du soir dans le même ordre que les antérieures. Certains jours, on a examiné dans l'après-midi deux ou trois dissolutions différentes ; alors la substitution des unes aux autres se faisait avec toutes les précautions possibles pour éviter le mélange.

La manière d'opérer que nous avons décrite a donné lieu à un grand nombre de mesures de Δ' pour l'eau, circonstance qui permet une étude expérimentale du degré d'exactitude dont la méthode est susceptible. Dès le commencement de ce travail nous avons remarqué la présence de quelques anamolies dont nous ne pouvons donner une explication satisfaisante. En premier lieu, on observe immédiatement que deux déterminations consécutives de Δ donnent généralement des résultats qui diffèrent entre eux de quantités supérieures à la valeur moyenne

de δ; la moyenne de ces différences a été généralement de 2 à 3 pour 1000, quelquefois elle est arrivée à 1 pour 100. Ce phénomène est commun à toutes les solutions, avec la même grandeur si les valeurs absolues des Δ sont comparables; si Δ augmente il diminue et réciproquement. Il est bon d'indiquer que ces différences se présentent de la même façon quand on renouvelle le liquide du tube que quand on change aussi celui du récipient.

Plus intéressant encore est le fait suivant: Si on représente graphiquement les valeurs de Δ', on reconnait immédiatement que cette quantité *diminue toujours du matin au soir* quoique quelquefois cette variation soit irrégulière. La diminution atteint généralement sa valeur maximum entre la dernière détermination du matin et la première du soir, qui ont toujours été réalisées en changeant seulement le liquide du tube. Malheureusement nous n'avons pas de données pour pouvoir décider si le phénomène est ou non général car le peu de dissolutions qu'on a étudié dans la matinée et dans la soirée d'un même jour donnent des changements de niveau trop petits pour pouvoir les percevoir avec certitude.

Comme exemple nous donnons à la page suivante les résultats obtenus dans trois jours pris au hasard. On pourrait à première vue croire qu'il s'agit d'un phénomène dépendant directement ou indirectement du changement de température ambiante pendant la journée. Nous avons traduit graphiquement les valeurs de la température du récipient et du tube espérant percevoir un certain parallélisme dans ces variations. Or, bien qu'il soit vrai qu'en examinant le changement des deux éléments et de Δ' dans le même jour, les variations se correspondent, en tenant compte de la totalité des déterminations, on reconnait l'impossibilité de l'explication indiquée; car, tandis que les valeurs moyennes de la température sont allées en montant journellement d'une manière continue jusqu'au 17 juillet, elles sont descendues ensuite jusqu'au 22 du même mois et redevenues croissantes jusqu'à la fin du travail; la moyenne diurne de Δ' est presque constante ou, mieux, elle change irrégulièrement comme on peut voir dans le tableau ci-dessous. Et ceci même quand la variation de ces températures moyennes est plus grande que celle qui a lieu pendant la journée.

Jour	Heure	Température v	Température e	Δ'
13 Juillet...	9 h. 0 m.	19,1	20,01	— 15751
	11 30	20,0	21,20	— 15735
	15 0	21,0	21,14	— 15558
	15 30	21,0	21,21	— 15677
	18 30	21,0	21,14	— 15549
26 Juillet...	9 0	18,8	19,05	— 15871
	11 30	19,2	19,15	— 15770
	15 0	19,0	19,18	— 15605
	15 30	20,0	19,71	— 15629
	18 30	20,0	19,73	— 15586
30 Juillet...	9 0	19,6	21,29	— 15539
	9 30	19,6	19,56	— 15868
	11 30	19,5	19,70	— 15835
	15 0	20,2	19,61	— 15749
	15 30	20,2	20,19	— 15642
	18 30	20,5	20,20	— 15542
	19 0	20,5	20,37	— 15581

On voit par le tableau que la variation arrive jusqu'à 2 %. D'ailleurs si on discute l'influence que peut avoir la température sur les différents facteurs qui interviennent dans la dépression produite par le champ, on reconnaît immédiatement l'insuffisance de l'explication.

Si au lieu d'attribuer un caractère général au phénomène qui nous occupe nous supposons qu'il s'agit d'une particularité de l'eau, on pourrait supposer que le phénomène était dû au mélange de l'eau avec les autres sels étudiés à cause de la négligence dans le nettoyage du tube car on sait la grande difficulté qu'on trouve à éliminer les derniers résidus adhérents aux parois. Or, si la cause était celle-ci il faudrait présumer une plus grande intensité des anomalies les jours où nous avons travaillé avec des dissolutions plus concentrées, car le nettoyage à toujours été fait avec les mêmes précautions : une analyse soignée des valeurs de Δ' en tenant compte de la concentration des dissolutions étudiées le même jour ne semble pas donner des indications dans ce sens ; les jours où la varia-

tion a été plus grande correspondent à des observations avec des concentrations tantôt plus grandes tantôt plus petites.

Dans l'impossibilité de trouver une explication satisfaisante du phénomène qui nous occupe nous avons préféré de prendre pour valeur de Δ' la moyenne des résultats obtenus avant et après l'observation qui correspond à la dissolution qu'on étudie. D'autre part nous avons tâché de convertir les erreurs systématiques qui pourraient provenir de ceci en erreurs accidentelles en faisant les observations des points d'une même courbe et quelquefois celles qui correspondent au même point, le matin et le soir.

Chlorure ferrique. — Les solutions de chlorure ferrique ont été préparées avec le produit cristalisé très pur de la maison Kahlbaum et de l'eau distillée. La densité de cette solution ainsi que celle des autres corps étudiés a été déterminée en les pesant dans des ballons jaugés de 250 cc. de col étroit dont le volume était déterminé pour chaque détermination en les pesant pleins de l'eau distillée à la même température que la solution. On a opéré à 19° parce que cette température était comprise entre celles auxquelles on mesurait la susceptibilité magnétique, et les pesées étaient faites avec une précision de $\pm$ 0,01 gr. ; par conséquent après la correction de température et la réduction au vide les résultats avaient une précision probable de $\frac{1}{25.000}$, c'est-à-dire quatre unités du cinquième ordre décimal. Pour avoir une preuve de l'exactitude des résultats obtenus, l'un de nous indépendamment de l'autre a déterminé la densité d'une série en se servant d'un pycnomètre ordinaire. La concordance des résultats a été parfaite.

Le fer dans les solutions de chlorure a été déterminé d'après la méthode iodométrique en tenant compte des précautions indiquées par Treadwell[1]. La solution de thiosulphate utilisée pour déterminer l'iode mis en liberté, a été titrée plusieurs fois au moyen d'une solution d'iodure de potassium, additionnée d'un volume connu de solution titrée de permanganate de potassium. Les concordances obtenues entre les différentes déterminations étaient de 1 pour 1000 dans la plupart des cas.

[1] *Lehrbuch der Analytischen Chemie,* 3 A, 11, 498.

Les résultats sont indiqués dans le tableau suivant dans lequel sont indiqués, outre les densités et les tant par gramme de Fe, les proportions de $\frac{Cl_6Fe_2}{2}$ en grammes et en fractions de mol. pour 1 gr. de solution.

Dissolutions de Cl_6Fe_2.

$d\frac{19°}{4°}$	Fe par gr.	$\frac{Cl_6Fe}{2}$ par gr.	Mol. Cl_3Fe par gr.
1,0006	$7,148 \times 10^{-4}$	$2,105 \times 10^{-3}$	$1,298 \times 10^{-5}$
1,0019	14,33	4,162	2,505
1,0056	28,39	4,247	5,083
1,0084	42,52	12,351	7,613
1,0183	82,18	23,864	13,714
1,0395	166,13	48,260	29,763
1,0762	312,30	90,210	55,915
1,1284	511,69	148,630	91,618

A l'exception de l'eau, le chlorure ferrique en dissolution est le corps dont la susceptibilité magnétique a été déterminée le plus grand nombre de fois. La valeur élevée de cette constante, ajoutée à ce que le coefficient de solubilité est très grand, facilite considérablement son emploi pour essayer les différentes méthodes proposées pour la mesure de χ. La plupart de ces mesures ont été réalisées avec des dissolutions beaucoup plus concentrées que celles que nous avons utilisées, et par conséquent nous signalons seulement celles qui rentrent dans les limites de nos observations ou qui tombent un peu au-dessus, pour que l'extrapolation de nos résultats soit admissible.

Les nombres contenus dans la seconde colonne sont en général ceux donnés par l'observateur, excepté ceux de Townsend qui ont été calculés avec les tables d'interpolations de densités de Landolt-Börnstein. La quatrième colonne contient les températures qui se rapportent aux observations correspondantes, comme c'est indiqué dans le Mémoire de l'observateur, et les χ_s ont été calculés pour cette température avec les données originales. Ce calcul a été quelquefois réduit à la simple division de $\varkappa$ par ρ, comme on a fait pour ceux de Townsend,

Dissolutions de $Cl_3 Fe$.

m	Température		Δ		$\chi \cdot 10^7$	$\chi_c \cdot 10^7$	$\chi^a_{Fe} \cdot 10^5$	C_{Fe}	n
	$T =$	$T' =$	$\Delta =$	$\Delta' =$					
2,1050	292,03	291,64	— 12073	— 15565	— 5,536	+ 788,7	1286	3,754	27,24
»	292,12	291,64	— 12110	— 15565	— 5,553	+ 780,4	1272	3,716	27,10
4,162	291,40	291,50	— 08619	— 15627	— 3,862	+ 798,3	1301	3,791	27,37
»	291,40	291,50	— 08629	— 15627	— 3,867	+ 797,1	1299	3,785	27,35
8,247	291,46	291,48	— 01628	— 15560	— 0,521	+ 804,5	1311	3,821	27,48
»	291,48	291,48	— 01635	— 15560	— 0,524	+ 804,1	1310	3,819	27,48
»	291,25	291,08	— 01565	— 15595	— 0,558	+ 808,2	1317	3,836	27,53
»	291,28	291,08	— 01588	— 15595	— 0,562	+ 807,1	1315	3,830	27,51
12,351	291,84	290,90	+ 05492	— 15461	+ 2,916	+ 813,0	1325	3,867	27,65
»	291,93	290,90	+ 05538	— 15461	+ 2,932	+ 814,4	1327	3,874	27,67
23,864	292,10	292,01	+ 26554	— 15589	+ 12,981	+ 838,9	1367	3,993	28,09
»	291,20	291,55	+ 26680	— 15568	+ 13,076	+ 843,1	1374	4,001	28,12
»	291,91	291,55	+ 26571	— 15568	+ 13,008	+ 840,2	1369	3,996	28,10
48,260	292,13	291,90	+ 72109	— 15642	+ 34,680	+ 860,9	1403	4,103	28,46
»	292,10	291,90	+ 72047	— 15642	+ 34,660	+ 863,3	1406	4,108	28,50
90,710	292,66	292,67	+ 1,51649	— 15683	+ 72,416	+ 870,5	1418	4,150	28,64
»	292,65	292,67	+ 1,51910	— 15683	+ 72,538	+ 871,8	1420	4,157	28,66
»	292,16	292,06	+ 1,51896	— 15685	+ 72,592	+ 872,6	1422	4,153	28,65
»	292,23	292,06	+ 1,52023	— 15685	+ 72,643	+ 873,3	1422	4,157	28,66
148,630	292,95	293,01	+ 2,62221	— 15751	+ 124,40	+ 878,2	1431	4,191	28,78
»	294,38	294,20	+ 2,61270	— 15735	+ 123,82	+ 873,7	1423	4,190	28,78

Observateur	Densité de la dissolution	χ_s calculé directement avec les valeurs de l'auteur — Température	χ_s	χ_s pour 20° $\chi_{a_q} = -7{,}20.10^{-7}$
Quincke[1]	1,0564	18° — 20°	$+ 57{,}6.10^{-7}$	$+ 51{,}8.10^{-7}$
»	1,1395	»	+ 153,9	+ 138,3
du Bois[2]	1,1704	15°	+ 177,0	+ 152,1
Lombardi[3]......	1,18	?	+ 170,3	+ 170,3 (?)
Townsend[4]	1.1664	10°	+ 64,7	+ 59,7
»	1,1279	»	+ 132,1	+ 122,3
Kœnigsberger[5]..	1,0564	20°	+ 53,6	
»	»	»	+ 54,0	+ 48,4
»	»	»	+ 38,8	
Pascal[6]	1,005	27°	— 0,815	— 0,838

tandis que dans quelques cas, comme celui de Pascal, le calcul a été fait complètement en partant des données expérimentales directes et en prenant pour les constantes de l'eau et de l'air les valeurs adoptées par nous.

Le calcul des nombres de la dernière colonne comprend deux parties : la première, réduction à la valeur de χ_{a_q} adoptée par nous pour la température de l'observation et, la seconde, réduction à la température de 20°. En réalité tous les nombres, excepté la détermination de Pascal, contenus dans le tableau ont été trouvés en valeur absolue, en mesurant le champ magnétique par des méthodes très différentes, de sorte que à première vue, on pourrait penser que la réduction à $\chi_{a_q} = -7{,}20$, n'a pas de sens. Cependant, tous les auteurs cités, sauf Lombardi, ont déterminé simultanément la constante de l'eau, et ont trouvé comme l'on sait des valeurs très discordantes[7]. Nous supposons que ces discordances sont dues à des erreurs systé-

[1] *Wied. Ann.* 1885, 24, 382.

[2] *Id.*, *Id.* 1888, 35, 137.

[3] *Mem. Acad.* Torino 1897, (2), 47, 1.

[4] *Phil. Trans.* 1896, 187, 543.

[5] *Wied. Ann.* 1898, 66, 698.

[6] *Ann. Chim. Phys.* 16.

[7] Sève, *Thèses*, 53.

matiques, dépendant peut-être de la mesure même du champ, et par conséquent, nous opérons toujours comme si les déterminations avaient été réalisées par rapport à l'eau.

Les valeurs de χ_{a_q}, qui ont servi de base à cette réduction sont :

Quincke...........................	$-7{,}89.10^{-7}$
Du Bois...........................	$-8{,}37.10^{-7}$
Townsend...........................	$-7{,}7\ .10^{-7}$
Kœnigsberger........................	$-8{,}0\ .10^{-7}$

Pour réduire les valeurs de χ à la température de 20° nous avons employé les coefficients déterminés par G. Jäger et St. Meyer[1], par G. Piaggesi[2] et H. Mosler[3], dont les valeurs sont suffisamment corcordantes.

Il semblera peut-être étonnant que parmi les résultats que nous avons cités nous ne mentionnons pas ceux qui correspondent aux déterminations de Jäger et Meyer, ni non plus ceux de Liebnecht et Wills. La raison de ceci est pour les premiers la discordance énorme qui existe entre les nombres donnés par ces physiciens et tous les autres nombres connus, discordance qui ne disparaît pas ni diminue sensiblement, même en tenant compte de la petitesse de la valeur qu'ils ont trouvée pour l'eau. Cette circonstance est d'autant plus étrange que les auteurs ont opéré par des méthodes différentes, à des époques très différentes aussi. Quant aux seconds ils ont opéré avec des dissolutions acidulées et nous verrons bientôt l'énorme influence qu'a cette circonstance dans la valeur de χ. D'ailleurs les auteurs n'indiquent pas la quantité d'acide ajoutée.

Dans le but de comparer les nombres que nous avons trouvés, avec ceux que nous venons d'indiquer, nous avons construit la courbe de la fig. 2. Dans cette courbe, nos points se trouvent marqués par une croix ; ceux qui correspondent aux nombres de l'avant-dernière colonne par un triangle, et ceux de la dernière colonne par un cercle. En outre nous avons ajouté à chacun, l'initiale du nom de l'auteur. On reconnait immédia-

[1] *Wied. Ann*, 63, 83.
[2] *Phys. Zeits.*, 4. 347.
[3] *Ann. der Phys.*, IV, 6, 84.

tement que la méthode de réduction que nous avons employée est dans tous les cas très approchée excepté dans le cas de du Bois où la correction paraît être trop grande.

La ligne paraît être une droite, mais en réalité elle possède une légère convexité vers l'axe des abscisses. Pour ces dernières

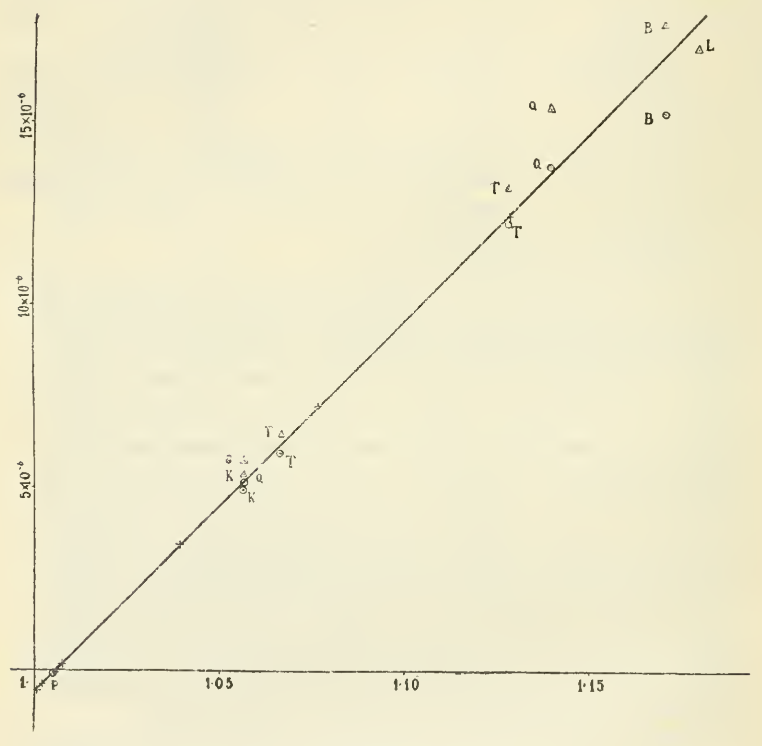


Fig. 2

nous avons pris pour plus de commodité la partie décimale des densités, car ces nombres ont été donnés par tous les auteurs et ils sont en outre proportionnels aux concentrations dans les limites d'approximation que la courbe permet d'atteindre.

Comme nous avons dit plus haut, dans le calcul de χ_c, χ^a_{Fe}, C_{Fe} et n nous avons supposé que la loi de Wiedemann leur est applicable, c'est-à-dire qu'il n'y a dans la dissolution, aucun

changement dans la constitution de la molécule chimique. Or, ce que nous avons dit jusqu'ici suffit pour affirmer que ceci n'est pas le cas, car on tire

$$\chi_s = m(\chi_c - \chi_{aq}) + \chi_{aq}$$

tandis que nous avons vu que dans le cas actuel χ_s est représenté par une courbe légèrement convexe vers l'axe des abscisses. Un tel résultat paraît être en contradiction avec ceux obtenus par Koenigsberger et Townsend qui donnent pour χ_s une formule linéaire, mais il ne faut pas oublier qu'en réalité ces physiciens ont opéré avec des concentrations plus grandes. D'ailleurs la simple inspection des dernières colonnes du tableau nous démontre jusqu'à l'évidence ce que nous venons de dire, car si la loi de Wiedemann était applicable, toutes ces colonnes contiendrait des nombres constants, ce qui est contraire au fait réel.

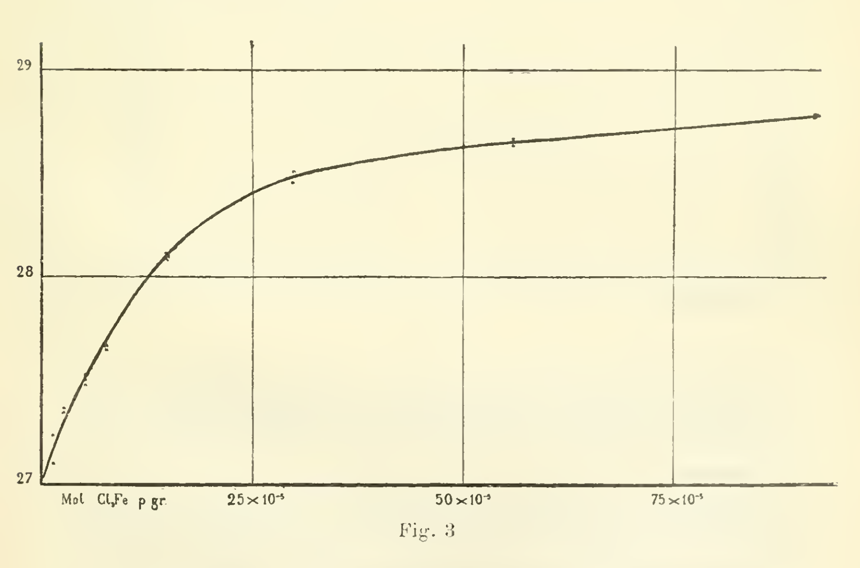


Fig. 3

Cependant, mieux que le tableau même, la représentation graphique de la figure 3 montre que, pour de grandes concentrations, la courbe tend asymptotiquement vers une parallèle à l'axe des abscisses, circonstance qui explique les résultats

de Koenigsberger et de Towsend. D'ailleurs il convient de faire remarquer que ce caractère asymptotique de la courbe, non seulement se déduit directement de nos résultats, mais aussi du fait que le nombre obtenu par Mlle Feytis pour Cl_3Fe sublimé conduit à 29 magnétons.

L'impossibilité d'appliquer la loi de Wiedemann au Cl_3Fe n'est pas un cas exceptionnel, il s'en faut. Déjà G. Wiedemann[1] signalait le fait sur tous les sels susceptibles de s'hydrolyser et, en particulier sur le Cl_3Fe. Plus tard, Meslin[2] a reconnu le même phénomène pour le SO_4Cu et pour le $Fe(CN)_6K_2$, exprimant en plus l'opinion qu'il s'agit d'un fait qui se manifeste seulement dans les dissolutions fortement magnétiques. P. Vaillant[3] trouve pour le chlorure, nitrate et sulfate de cobalt une

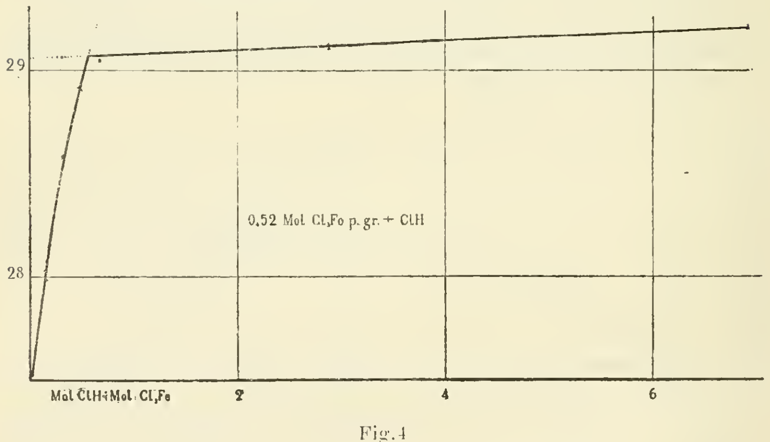


Fig. 4

diminution de la susceptibilité avec la concentration au lieu d'un accroissement. St. Meyer[4] nie tout changement pour les mêmes cas.

Par rapport à la théorie de Weiss, la courbe de la fig. 5 est d'une grande importance puisque d'elle on déduit clairement que le nombre de magnétons du fer dans le Cl_3Fe commence

[1] *Pogg. Ann.* 126, I, 1865 ; Die *Lehr. d'Elekt.* III, 900.

[2] *Compt. Rend.* 140. *Ann. Chim. Phys.* VIII, 7, 145.

[3] *Compt. Rend.* 140, 1632.

[4] *Wien Berichte* 113, 1016.

par avoir la valeur 27, pour croître ensuite, tendant à être asymptotique à un autre nombre entier, 29. Ce dernier extrême n'a pas besoin de discussion, mais le premier a besoin d'une étude plus concluante, en utilisant des dissolutions plus diluées que celles que nous avons pu employer, en tenant compte des difficultés opératoires dont nous avons parlé plus haut. Cependant, à présent le commencement de la courbe à proximité de 27 paraît bien probable. Si ceci est vrai, le fait paraît indiquer

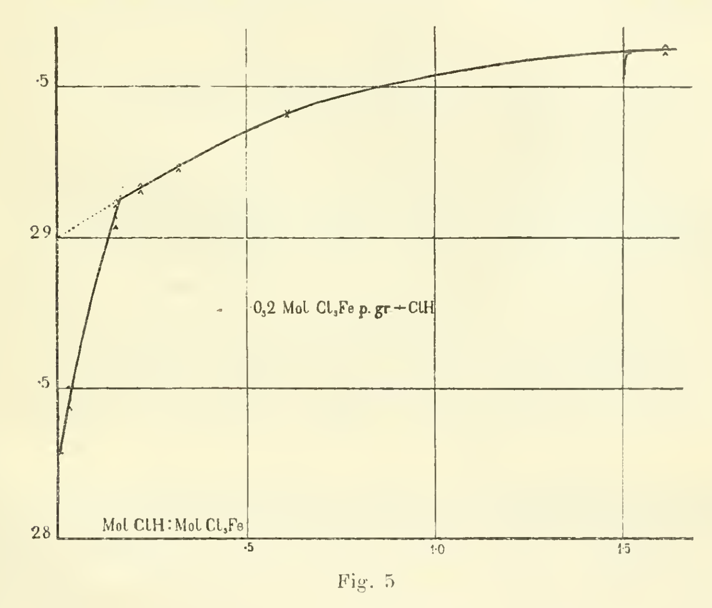


Fig. 5

que les molécules existant dans les dissolutions diluées, toutes de la même nature, sont complètement différentes du Cl_3Fe, un équilibre s'établissant pour les concentrations moyennes entre les unes et les autres, avec une quantité d'autant plus grande de Cl_3Fe que la concentration est plus forte. Dans ces circonstances il est clair que le calcul, fait comme s'il existait une seule espèce de molécules, ne peut pas conduire à un nombre entier.

Les phénomènes décrits gardent un certain parallélisme avec l'hydrolyse des dissolutions, c'est pour cela que nous avons cru intéressant d'aborder l'étude de l'influence de quantités

variables de ClH ajoutées à des dissolutions de concentration sensiblement constantes de Cl_3Fe. Dans ce but nous avons choisi des dissolutions de $0_4 52$ et $0_3 2$ molécules-grammes de Cl_3Fe par gramme de dissolution, auxquelles nous avons ajouté des quantités croissantes et toujours petites de ClH. Les analyses ont été réalisées ici comme dans le cas de Cl_3Fe pur, et les résultats sont indiqués dans les deux tableaux ci-après.

Les résultats de ces tableaux sont traduits graphiquement dans les courbes correspondant aux figures 4 et 5, où l'on reconnait immédiatement deux portions différentes : la première, dans laquelle les petites quantités de ClH ajoutées font croître rapidement le nombre de magnétons ; la seconde, où le changement est beaucoup moindre et presque nul dans la partie correspondant à $0_4 52$ mol. de Cl_3Fe. L'union de ces deux portions semble s'effectuer en un point anguleux, qui correspond au même titre en HCl quelle que soit la concentration de Cl_3Fe. L'interprétation de la première portion est l'effet de l'acide sur le changement chimique qui a lieu dans la dissolution hydrolysée ; mais l'origine de la seconde n'est pas si claire quand même on pourrait peut-être affirmer qu'il s'agit d'un phéno-

Dissolutions de Cl_3Fe acidulées avec ClH.

$d\,\frac{19°}{4°}$	Fe par gr.	$\frac{Cl_6Fe_2}{2}$ par gr.	Mol Cl_3Fe par gr.	Mol Cl_3Fe	$\frac{\text{Mol ClH}}{\text{Mol } Cl_2Fe}$
1,0057	$2{,}904 \times 10^{-3}$	$8{,}431 \times 10^{-3}$	$5{,}20 \times 10^{-5}$	$0{,}8 \times 10^{-5}$	0,154
1,0063	3,029	8,801	5,43	1,7	0,313
1,0057	2,964	8,610	5,30	2,6	0,480
1,0062	2,915	8,467	5,22	3,5	0,673
1,0069	2,820	8,221	5,07	6,2	1,224
1,0075	2,793	8,112	5,00	12,4	2,880
1,0097	2,757	8,007	4,94	34,2	6,923
1,0268	11,382	33,060	20,38	0.6	0,0294
1,0272	11,376	33,046	20,38	3,1	0,1921
1,0276	11,146	33,276	20,51	4,5	0,2195
1,0281	11,115	32,290	19,90	6,2	0,3116
1,0288	11,371	32,046	20,37	12,4	0,6087
1,0307	10,740	31,194	19,23	31,0	1,6120

Dissolutions de Cl_3Fe avec ClH.

Concentration de Cl_3Fe : 0,52.

Mol ClH / Mol Cl_2Fe	Température $T =$	$T' =$	Δ $\Delta =$	$\Delta' =$	$\chi_s . 10^7$	$x_e . 10^7$	$\chi^a_{Fe} . 10^5$	C_{Fe}	n
0,154	294,03	294,04	— 00746	— 15653	— 0,1082	+ 827,6	1349	3,964	27,09
»	294,04	294,04	— 00853	— 15653	— 0,1493	+ 833,5	1358	3,991	28,08
0,313	294,00	294,10	+ 00448	— 15652	+ 0,4684	+ 862,3	1406	4,134	28,59
»	294,23	294,10	+ 00338	— 15652	+ 0,4680	+ 862,0	1406	4,131	28,58
0,480	293,70	293,50	+ 00484	— 15713	+ 0,4845	+ 884,6	1441	4,232	28,92
»	293,60	293,50	+ 00475	— 15713	+ 0,4819	+ 884,2	1440	4,228	28,91
0,673	294,15	294,10	+ 00344	— 15652	+ 0,4182	+ 891,3	1452	4,272	29,05
»	294,23	294,10	+ 00338	— 15652	+ 0,4185	+ 890,9	1451	4,264	29,05
1,224	291,06	291,10	+ 00054	— 15634	+ 0,2876	+ 905,9	1476	4,294	29,13
»	291,43	291,48	+ 00030	— 15560	+ 0,2767	+ 905,6	1474	4,296	29,13
»	291,49	291,48	+ 00019	— 15560	+ 0,2701	+ 903,3	1471	4,289	29,11
2,880	292,14	292,00	— 00192	— 14246	+ 0,1590	+ 900,9	1467	4,287	29,11
»	291,09	291,10	— 00155	— 15418	+ 0,1867	+ 905,3	1475	4,292	29,13
6,923	292,02	292,01	— 00260	— 15589	+ 0,1340	+ 907,5	1478	4,317	29,21
»	292,01	292,01	— 00254	— 15589	+ 0·1338	+ 907,4	1478	4,316	29,21
»	292,01	292,01	— 00261	— 15589	+ 0,1340	+ 907,3	1477	4,314	29,20

Concentration de Cl_3Fe : 0,32.

Mol ClH / Mol Cl_2Fe	Température $T =$	$T' =$	Δ $\Delta =$	$\Delta' =$	$\chi_s . 10^7$	$x_e . 10^7$	$\chi^a_{Fe} . 10^5$	C_{Fe}	n
0,0294	293,42	293,38	+ 44752	— 15751	+ 21,409	855,8	1394	4,091	28,44
»	293,18	293,38	+ 43919	— 15761	+ 21,487	861,0	1403	4,113	28,51
0,1521	294,11	294,15	+ 46569	— 15550	+ 22,539	895,1	1458	4,228	29,11
»	294,11	294,15	+ 46658	— 15550	+ 22,582	896,4	1460	4,294	29,13
»	292,73	292,70	+ 47182	— 15779	+ 22,537	892,8	1454	4,266	29,04
»	292,87	292,70	+ 47229	— 15779	+ 22,698	896,8	1461	4,274	29,08
0,2195	292,00	292,10	+ 48364	— 15739	+ 23,207	904,7	1474	4,303	29,16
»	292,13	292,10	+ 48442	— 15739	+ 23,243	905,7	1475	4,309	29,18
0,3116	292,47	292,40	+ 46718	— 15771	+ 22,365	907,3	1478	4,323	29,23
»	292,48	292 40	+ 46854	— 15771	+ 22,420	908,9	1480	4,328	29,25
0,6087	292,71	292,70	+ 48923	— 15779	+ 23,384	917,6	1495	4,376	29,41
»	292,74	292,70	+ 48956	— 15779	+ 23,398	918,1	1495	4,377	29,41
1,6120	292,05	292,10	+ 46199	— 15739	+ 22,208	933,0	1520	4,439	29,62
»	292,02	292,10	+ 46340	— 15739	+ 22,246	934,6	1522	4,444	29,64

mène qui apparaît dès les premières quantités d'acide ajoutées, mais qui, dans la première portion, est voilé par la plus grande intensité de l'autre phénomène. Le fait que la prolongation de la courbe vers l'axe des ordonnées coupe celui-ci vers le nombre 29 paraît confirmer cette manière de voir.

Pour mieux pénétrer dans la nature des phénomènes indiqués, nous avons étudié aussi deux séries de dissolutions de la même

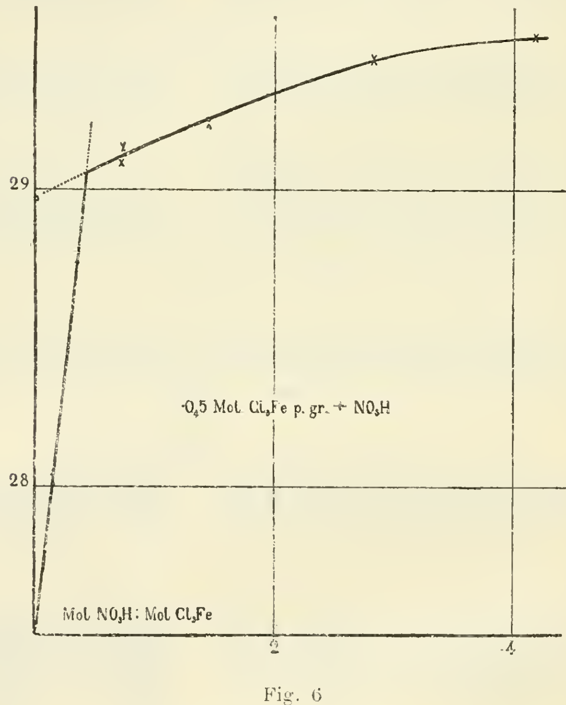


Fig. 6

concentration moyenne en Cl_3Fe, $0{,}5$, auxquelles nous avons ajouté des quantités croissantes de NO_3H dans l'une d'elles et de ClNa dans l'autre. De cette façon on séparait les actions que pouvait produire chacun des deux ions de ClH. La composition de ces dissolutions et leurs constantes magnétiques sont indiquées dans les tableaux suivants :

Dissolutions de Cl_6Fe_2 acidulées avec NO_3H

$d\,\frac{19°}{4°}$	Fe par gr.	$\frac{Cl_6Fe_2}{2}$ par gr.	Mol Cl_3Fe	Mol NO_3H	$\frac{\text{Mol } NO_3H}{\text{Mol } Cl_3Fe}$
1,0052	$2,780 \times 10^{-3}$	$8,076 \times 10^{-3}$	$4,98 \times 10^{-5}$	$0,7 \times 10^{-5}$	0,140
1,0061	2,896	8,411	5,18	1,8	0,347
1,0066	2,783	8,099	4,99	3,6	0,721
1,0067	2,894	8,406	5,18	3,8	0,733
1,0076	2,775	8,057	4,97	7,2	1,450
1,0104	2,830	8,220	5,06	14,3	2,826
1,0125	2,844	8,262	5,09	21,3	4,185

Dissolutions de Cl_6Fe_2 avec ClNa.

$d\,\frac{19°}{4°}$	Fe par gr.	$\frac{Cl_6Fe_2}{2}$ par gr.	Mol Cl_3Fe	Mol NO_3H	$\frac{\text{Mol ClNa}}{\text{Mol } Cl_3Fe}$
1,0232	$2,809 \times 10^{-3}$	$8,158 \times 10^{-3}$	$5,03 \times 10^{-5}$	$45,9 \times 10^{-5}$	9,387
1,0365	2,783	8,085	4,98	70,9	14,50
1,1062	2,760	8,017	4,94	241	48,96
1,2048	2,810	8,162	5,03	444	88,68

Dissolutions de Cl_3Fe avec NO_3H.

Concentration de Cl_3Fe.

$\frac{\text{Mol } NO_3H}{\text{Mol } Cl_3Fe}$	Température $T =$	$T' =$	Δ : $\Delta =$	$\Delta' =$	$\chi_s \cdot 10^7$	$\chi_c \cdot 10^7$	$\chi^a_{Fe} \cdot 10^7$	C_{Fe}	n
0,150	292,32	291,03	— 01446	— 15709	— 4140	834,0	1359	3,973	28,02
»	292,48	291,03	— 09377	— 15709	— 3969	836,7	1363	3,985	28,06
»	292,51	292,50	— 01369	— 15610	— 3970	837,5	1361	3,981	28,05
3475	292,30	292,38	— 00010	— 15607	+ 2547	879,9	1433	4,190	28,78
»	292,33	292,38	— 00013	— 15607	+ 2514	879,4	1432	4,188	28,77
721	292,43	292,30	— 00264	— 15746	+ 1324	898,9	1464	4,281	29,09
»	292,33	292,30	— 00255	— 15746	+ 1364	899,6	1465	4,283	29,09
733	292,31	292,20	— 00393	— 15733	+ 4439	903,0	1471	4,207	29,14
»	292,30	292,20	+ 00390	— 15733	+ 4426	902,8	1471	4,298	29,14
1,450	292,41	292,50	— 00191	— 15610	+ 1646	907,4	1478	4,321	29,22
»	292,50	292,50	— 00187	— 15610	+ 1663	907,6	1478	4,324	29,23
2,826	292,51	292,50	+ 00347	— 15610	+ 4221	920,5	1499	4,386	29,44
»	292,50	292,50	+ 00351	— 15610	+ 4235	921,1	1500	4,389	29,45
4,185	292,30	292,38	+ 00527	— 15607	+ 5083	926,7	1509	4.411	29,52
»	292,30	292,38	+ 00522	— 15607	+ 5080	926,4	1509	4,411	29,52

Dissolutions de Cl_3Fe avec ClNa.

Concentration en Cl_3Fe.

Mol ClNa / Mol Cl_2Fe	Température		Δ		$\chi_s \cdot 10^7$	$\chi_c \cdot 10^7$	$\chi^a_{Fe} \cdot 10^5$	C_{Fe}	n
	$T =$	$T' =$	$\Delta =$	$\Delta' =$					
8,387	294,00	294,04	— 01453	— 15653	— 4405	811,2	1322	3,887	27,72
»	284,05	294,04	— 01451	— 15653	— 4398	811,3	1322	3,888	27,72
15,50	293,17	293,13	— 01401	— 15894	— 4100	817,7	1332	3,905	27,79
»	294,23	294,21	— 01414	— 15694	— 4255	814,6	1327	3,905	27,79
48,97	294,23	294,21	— 00354	— 15694	+ 0617	850,6	1385	4,075	28,38
»	294,20	294,21	— 00342	— 15694	+ 0723	851,4	1387	4,080	28,40
88,68	294,20	294,21	+ 01313	— 15694	+ 8334	891,1	1452	4,274	29,06
»	294,46	294,21	+ 01363	— 15694	+ 8570	894,1	1456	4,288	29,11

Les courbes des figures 6 et 7 correspondent à ces tableaux. La marche de la première est identique aux deux du ClH, sans autre variation qu'une inclinaison plus exagérée de la seconde

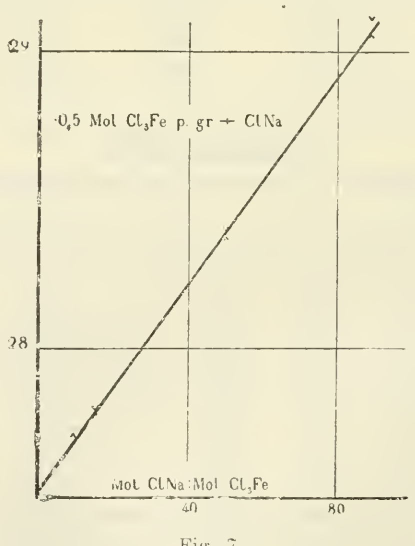


Fig. 7

portion, qui prolongée, vient à couper toujours l'axe à proximité de l'ordonnée 29. La seconde est tout à fait différente des antérieures, puisque le nombre des magnétons croît d'une

manière uniforme. D'ailleurs il convient d'avertir que les quantités de ClNa ajoutées sont beaucoup plus grandes que celles des acides, puisque le dernier des points correspond à une dissolution saturée de ClNa.

Les résultats précédents démontrent l'effet prépondérant exercé par le cation H de l'acide auquel il faut attribuer exclusivement l'accroissement rapide de la susceptibilité correspondant aux premières portions ajoutées. En même temps il semble logique de penser que l'accroissement lent qui se manifeste dans la seconde partie des courbes dépend d'une action de l'anion.

Evidemment, tant dans le cas des acides que dans le cas du chlorure de sodium, il faut tenir compte de la susceptibilité propre de ces corps. Comme dans le cas des acides les quantités ajoutées étaient très petites, nous avons cru que la correction précédente serait complétement négligeable, et pour le prouver nous avons fait plusieurs déterminations de Δ avec de l'eau et une dissolution des acides respectifs avec la plus grande concentration employée, qui ont donné des résultats identiques, dans les limites des erreurs expérimentales.

Il n'en est pas de même avec le Cl Na. Deux séries concordantes dans les limites nécessaires ont donné pour la susceptibilité spécifique en dissolution concentrée $-4.55.10^{-7}$.

La correction correspondante a été faite.

Nitrate ferrique et ferripyrophosphate de sodium. — Il reste maintenant à voir si les phénomènes décrits sont complètement généraux ou bien s'ils se présentent exclusivement dans le chlorure ferrique,chose évidemment peu probable. Pour résoudre ce problème nous avons entrepris l'étude du nitrate ferrique dont les caractères chimique et magnétique sont analogues à ceux du chlorure. Les solutions du nitrate ferrique ont été préparées avec le produit très pur, cristallisé, de Kahlbaum. Les déterminations de la densité ont été faites de la même façon que pour le chlorure ferrique. Le contenu en Fe a été déterminée en précipitant par l'ammoniaque et en pesant l'oxyde après calcination. Dans le but d'avoir un contrôle des résultats, on laissait en digestion dans chaque cas l'oxyde avec de l'acide chlorhydrique concentré et après dissolution et dilution dans l'eau, on déterminait le Fe iodométriquement.

Dissolutions de $(NO_3)_3Fe$.

$d\,\frac{19°}{4°}$	Fe par gr.	$(NO_3)_3$ Fe par gr.	Mol $(NO_3)_3$ Fe
1,0029	$1,224 \times 10^{-3}$	$5,304 \times 10^{-3}$	$0,219 \times 10^{-4}$
1,0087	2,985	12,93	0,534
1,0098	3,260	14,12	0,584
1,0209	6,552	28,37	1,157
1,0419	12,306	53,30	2,204

Dissolutions de $(NO_3)_3$ Fe acidulées avec NO_3H.

$d\,\frac{10°}{4°}$	Fe par gr.	$(NO_3)_3$ Fe p. gr.	Mol $(NO_3)_3$ Fe	Mol NO_3H	$\frac{\text{Mol } NO_3H}{\text{Mol } (NO_3)_3 Fe}$
1,0089	$2,980 \times 10^{-3}$	$12,907 \times 10^{-3}$	$5,33 \times 10^{-5}$	$1,0 \times 10^{-5}$	0,1876
1,0090	2,978	12,898	5,33	1,8	0,3377
1,0093	2,968	12,856	5,32	3,6	0,6767
1,0099	2,972	12,872	5,32	4,6	0,8646
1,0108	2,964	12,838	5,31	7,1	1,337
1,0131	2,543	12,745	5,27	14,3	2,714

Les solutions de ferripyrophosphate de sodium étaient préparées en suivant la méthode indiquée par Pascal [1]. Premièrement on préparait par précipitation à froid le pyrophosphate ferrique à partir des dissolutions à 15 % de chlorure ferrique et de pyrophosphate de sodium. Le précipité était filtré à la trompe et lavé avec de l'eau distillée chaude jusqu'à la disparition de la réaction des chlorures. Le pyrophosphate ferrique lavé, on l'ajoutait à un excès de solution de pyrophosphate de sodium, qui était maintenu à une température de 32° à 35°. On attendait que la dernière portion ajoutée fût dissoute complètement avant de faire une nouvelle addition et on répétait celles-ci jusqu'à ce que le liquide fut saturé en pyrophosphate ferrique. De cette façon on obtient un liquide très visqueux, fortement alcalin et d'une couleur vert-foncé. Après filtration

[1] *C. R.*, 146, 231.

à la trompe on obtint la solution complètement claire et prête pour des mesures ultérieures. La densité fût déterminée comme dans les cas précédents ; les dissolutions étaient préparées à partir du liquide obtenu et le fer était déterminé dans le liquide acidulé avec SO_4H_2, en réduisant par un courant de SH_2 et dosant ensuite avec une solution $N/_{100}$ de permanganate de potassium. Le titre de cette solution était vérifié plusieurs fois par la méthode de Sörensen, moyennant l'oxalate de sodium.

Les solutions initiales de ferripyrophosphate ont été préparées trois fois, en suivant la même méthode. La concordance trouvée pour les densités, pour les teneurs en Fe et pour les valeurs des susceptibilités magnétiques permettent d'assurer qu'en suivant les indications précédentes, on arrive à un liquide de composition définie.

Dissolutions de $Fe_2(P_2O_7)_3Na_6$.

$d\,{}^{19°}_{4°}$	Fe par gr.	$Fe_2(P_2O_7)_3Na$ par gr.	Mol
1,0097	$1{,}4823 \times 10^{-3}$	$10{,}502 \times 10^{-3}$	$1{,}364 \times 10^{-5}$
1,0200	2,960	20,27	2,626
1,0356	4,546	31,40	4,068
1,0716	8,782	60,78	7,873

Les résultats des mesures magnétiques correspondant au corps précédents sont contenus dans les tableaux suivants :

Dissolutions de $(NO_3)_3Fe$.

m	Température		Δ		$\chi_s \cdot 10^7$	$\chi_c \cdot 10^7$	$\chi^a_{Fe} \cdot 10^5$	C_{Fe}	n
	$T =$	$T' =$	$\Delta =$	$\Delta' =$					
0,5304	292,87	292,65	— 09823	— 15792	— 4,383	524,2	1274	3,731	27,16
»	292,75	292,65	— 09812	— 15792	— 4,373	525,4	1277	3,737	27,18
1,292	294,11	294,20	— 01276	— 15642	— 0,3539	521,4	1267	3,726	27,14
»	294,11	294,20	— 01284	— 15642	— 0,3619	521,1	1266	3,725	27,13
1,412	292,58	292,50	+ 00103	— 15758	+ 0,3014	524,5	1274	3,729	27,15
»	292,59	292,50	+ 00097	— 15758	+ 0,3014	523,3	1272	3,719	27,11
2,837	293,00	292,90	+ 17063	— 15719	+ 8,347	540,8	1314	3,850	27,58
»	292,99	292,90	+ 17094	— 15719	+ 8,371	541,3	1315	3,853	27,59
5,530	294,26	294,20	+ 47669	— 15562	+ 22,835	556,1	1351	3,975	28,03
»	294,40	294,20	+ 47636	— 15562	+ 23,031	559,7	1359	4,001	28,12

Dissolutions de $(NO_3)_3Fe$ avec NO_3H.

$\frac{\text{Mol } NO_3H}{\text{Mol } (NO_3)_3Fe}$	Température		Δ		$\chi_s \cdot 10^7$	$\chi_c \cdot 10^7$	$\chi^a_{Fe} \cdot 10^5$	C_{Fe}	n
	$T =$	$T' =$	$\Delta =$	$\Delta' =$					
0,1376	293,23	293,27	— 00346	— 15649	+ 0836	557,2	1354	3,970	28,01
»	293,23	293,27	— 00357	— 15649	+ 0835	556,9	1353	3,967	28,00
0,3377	293,23	293,27	— 00065	— 15649	+ 2231	568,2	1380	4,046	28,28
»	293,23	293,27	— 00067	— 15649	+ 2222	568,0	1380	4,046	28,28
0,6767	293,99	294,20	+ 00582	— 15642	+ 5304	591,8	1437	4,226	28,90
»	294,18	294,20	+ 00587	— 15642	+ 5326	593,2	1440	4,228	28,90
0,8646	293,27	293,00	+ 00759	— 15568	+ 6217	600,4	1458	4,275	29,07
»	293,00	293,00	+ 00748	— 15568	+ 6127	599,7	1456	4,268	29,04
1,337	293,05	292,90	+ 00879	— 15719	+ 6715	605,9	1471	4,310	29,19
»	293,03	292,90	+ 00896	— 15719	+ 6786	606,4	1471	4,312	29,19
2,714	293,29	293,27	+ 01040	— 15649	+ 7477	616,2	1496	4,387	29,45
»	293,33	293,27	+ 01035	— 15649	+ 7453	616,6	1496	4,388	29,45

Dissolution de ferripirophosphate de soude.

m	Température		Δ		$\chi_c \cdot 10^7$	$\chi^a_{Fe} \cdot 10^5$	C_{Fe}	n
	$T =$	$T' =$	$\Delta =$	$\Delta' =$				
10,532	293,95	293,10	— 09222	— 15708	284,7	1116	3,280	25,46
»	294,35	294,30	— 09129	— 15649	283,3	1110	3,271	25,43
20,264	292,06	292,20	— 02732	— 15655	296,7	1162	3,394	25,90
»	292,01	292,20	— 02607	— 15655	299,6	1170	3,425	26,01
»	292,39	292,20	— 02757	— 15655	296,0	1160	3,391	25,89
»	292,34	292,20	— 02770	— 15655	293,8	1151	3,373	25,82
31,408	293,27	293,20	+ 04681	— 15623	301,0	1179	3,457	26,14
»	293,22	293,20	+ 04605	— 15623	299,5	1173	3,439	26,07
60,780	292,63	292,60	+ 24048	— 15675	303,6	1189	3,479	26,22
»	292,68	292,60	+ 24058	— 15675	303,7	1189	3,480	26,22
»	292,60	292,50	+ 24046	— 15675	303,6	1189	3,479	26,22

Les résultats obtenus pour le $(NO_3)_3$ Fe traduits graphiquement sur les courbes des fig. 8 et 9 montrent que ce corps se comporte comme le Cl_3Fe, excepté pour la portion initiale de la courbe qui correspond au sel pur, où il paraît exister un changement défini par un point anguleux. Le phénomène a été si inattendu que nous sommes obligés de le citer sous toute réserve ; c'est pour cela que nous avons marqué avec des points

la région correspondante de la courbe. Il est cependant vrai qu'on ne peut pas admettre l'existence d'une erreur systématique dans les trois déterminations faites au commencement et à la fin de l'étude du sel et toujours réalisées avec des dissolutions nouvelles et nouvellement analysées, mais tout de même il convient de faire l'étude sur un plus grand nombre d'observations. Il est intéressant de remarquer que si ce changement n'existait pas la courbe couperait l'axe des ordonnées très au-dessous du point 27. Il est certain que dans la courbe construite par nous l'intersection s'éloigne aussi de ce point bien plus

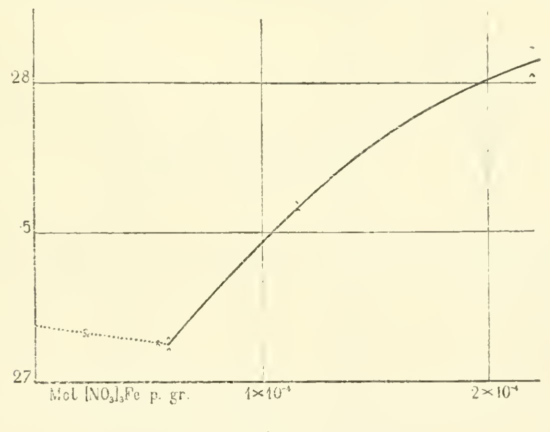


Fig. 8

que dans les autres courbes, mais nous voulons insister sur le caractère provisoire de cette courbe.

Si nous comparons la courbe 9 aux courbes 4 et 6 qui correspondent à la même concentration de Fe, on reconnaît immédiatement une inclinaison plus prononcée de la seconde région dans celles qui contiennent l'anion NO_3, circonstance qui pourrait indiquer pour cet anion une action plus énergique sur ces propriétés que celle qui correspond au Cl.

La fig. 10 traduit les résultats du ferripyrophosphate, et son analogie avec la courbe obtenue pour le Cl_3Fe est manifeste, lors même qu'il soit impossible de supposer dans ce cas une formation d'hydronide.

Quant au ferrioxalate de sodium, nous ne traduisons pas les résultats à cause de leur irrégularité que nous attribuons à la décomposition rapide de ce corps par l'action de la lumière. Récemment, R. H. Weber[1] a publié un travail sur la magnéti-

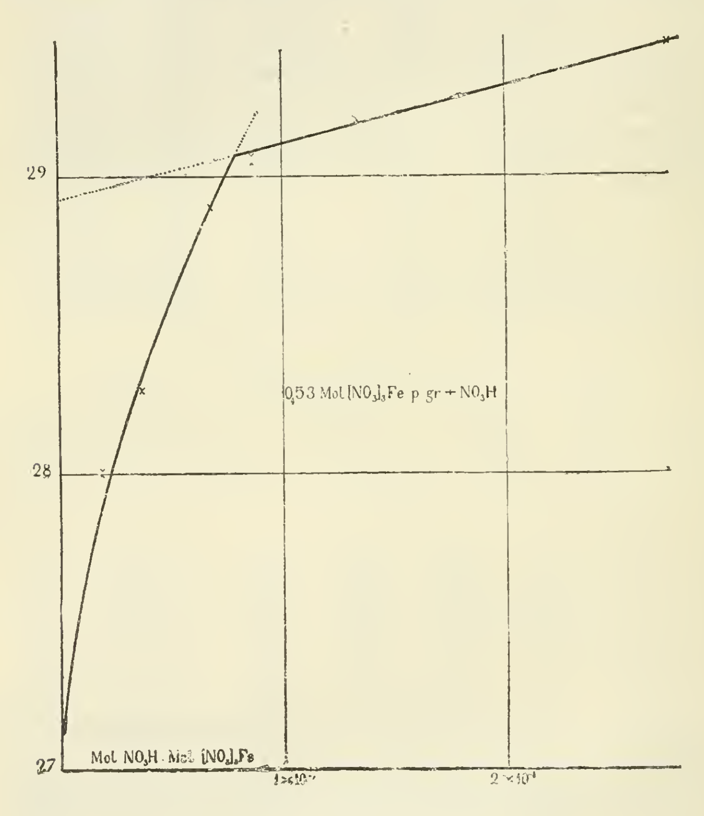


Fig. 9

sabilité du sulfate ferrique dont nous n'avons pu lire qu'un résumé *(Chemisches Zentralblatt,* 1912, 2, 695).

Le peu de données qui y sont consignées permettent cependant de déduire que l'accroissement observé dans les suscepti-

[1] *Sitzungsberichte u. Abhandlungen der Naturforschenden Gesellschaft zu Rostock.*

bilités magnétiques du chlorure et du nitrate ferrique, par l'addition de l'acide se présente de la même façon dans le sulfate ferrique et l'interprétation y est identique. Weber attribue la variation de la susceptibilité à ce que le sel dissous passe à une modification nouvelle.

Les résultats obtenus dans ce travail peuvent se résumer dans les conclusions suivantes :

1° Les mesures de la suceptibilité spécifique des dissolutions du chlorure ferrique, nitrate ferrique et ferripyrophosphate de sodium conduisent à une valeur pour la susceptibilité atomique du Fe, qui change avec la concentration ;

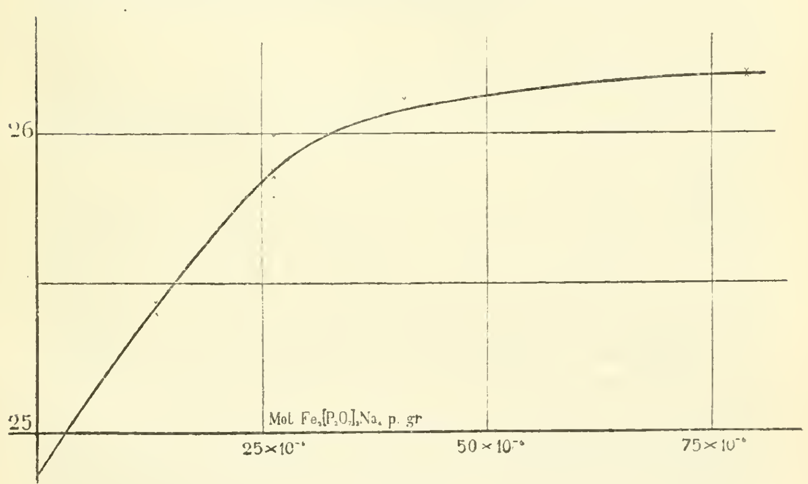


Fig. 10

2° Cette variation de χ^a_{Fe} constitue une confirmation de plus des modifications chimiques qui ont lieu dans le sein des dissolutions, et peuvent s'expliquer en admettant que le nombre de molécules modifiées du corps dissous augmente avec la dilution, de sorte que, par rapport au nombre total de molécules, ce nombre est zéro pour les grandes concentrations et un pour une dilution infinie. Dans ces conditions le calcul de χ^a_{Fe} réalisé en partant de la loi de Wiedemann a une signification précise uniquement pour ces deux cas limites ;

3° D'après ceci, il est impossible de tirer des conséquences

théoriques des mesures réalisées avec des dissolutions de sels paramagnétiques du groupe de fer si celles-ci ne se rapportent pas à des concentrations qui varient dans des limites très étendues.

En particulier, il est hors de discussion que la méthode de du Bois, appliquée par Liebnecht et Wills, n'est pas en général susceptible de donner des résultats d'une grande valeur théorique, parce que la plus grande partie des corps étudiés par ces physiciens se comportent sûrement ou très probablement du moins comme ceux que nous avons étudiés ici. Les résultats de Pascal ont aussi le même défaut, puisque ses mesures ont été rapportées à une seule concentration, assez proche d'ailleurs de celles de Liebnecht et Wills ;

4° En tenant compte de la seconde conclusion, il est évident que le calcul du nombre des magnétons a une signification uniquement dans les concentrations limites. D'après ceci, nos mesures constituent une confirmation brillante de la loi des nombres entiers de Weiss. Pour les trois corps cités antérieurement en dissolution diluée, le nombre de magnétons est 25 ou 27. Dans le Cl_3Fe qui a été le seul pour lequel nous sommes arrivés à des dissolutions suffisamment concentrées, le nombre de magnétons tend aussi vers un nombre entier 29, qui coïncide avec celui trouvé par Mlle Feytis pour le Cl_3Fe sublimé. Dans le $(NO_3)_3Fe$ la marche de la courbe et les résultats obtenus avec les dissolutions acidulées permettent d'affirmer que n tend vers la même limite. Dans le $Fe_2(P_2O_3)_3Na_6$, l'instabilité des dissolutions et leur grande viscosité nous ont empêché d'étudier des concentrations plus élevées, mais la marche de la courbe fait supposer que peut-être sa limite est $n = 27$. Ainsi donc, le nombre de magnétons de l'atome de Fe dans les composés étudiés ici est toujours 25, 27 ou 29 ;

5° L'étude de l'influence que sur les propriétés magnétiques exercent les quantités d'acide ou de sel de même anion, ajoutées aux sels de Fe, quoique assez incomplète, parce que il s'agit de phénomènes avec deux variables, apparaît déjà bien intéressante. D'après notre opinion, les résultats obtenus indiquent que l'anion et le H des acides influent séparément ; le H en restituant à la molécule, modifiée par l'action du dissolvant, son

état primitif, ce qui est vérifié par le fait que la prolongation de la seconde portion de la courbe coupe l'axe des ordonnées à proximité de 29 ; l'anion en augmentant peut être d'une manière continue la susceptibilité.

En terminant, nous avons l'honneur et le plaisir d'exprimer notre remerciement au Professeur Weiss, inspirateur de ce travail, pour les attentions et les conseils que nous avons reçus de lui.

LE

COEFFICIENT D'AIMANTATION DE L'EAU

ET DE

L'OXYGÈNE

PAR

Auguste PICCARD

(Suite et fin)[1]

LA DÉTERMINATION DIRECTE DU COEFFICIENT D'AIMANTATION DE L'EAU

Le dispositif de mesure

La détermination directe du coefficient d'aimantation de l'eau a été faite au moyen du tube d'ascension décrit précédemment[2]. L'enveloppe A servait à maintenir constante la température de l'eau dans le tube. La circulation d'eau passait aussi par l'enveloppe B pour empêcher une condensation de la vapeur dans la partie supérieure du tube lors des mesures à température élevée. La technique des mesures était la même que celle employée pour la mesure des solutions étalon, si ce n'est qu'il s'agissait ici de déterminer une ascension magnétique qui n'était que de — 1,6 mm. à peu près. La lecture de la position du curseur ne pouvant donc plus se faire assez exactement au moyen du vernier, je me suis servi d'une vis micromé-

[1] Faute d'impression à la page 352 : la figure 7 est reproduite à l'échelle $^1/_{1,6}$ et non pas $^1/_{16}$.

[2] *Archives*, t. XXXIII, avril 1913, p. 344.

trique. La vis utilisée permettait un déplacement total du curseur de 4 cm. et les lectures pouvaient se faire facilement à 0,001 mm. près. J'ai étalonné la vis de millimètre en millimètre en plaçant sur le curseur un microscope et en visant un décimètre étalon de la Société Genevoise. Presque partout la vis avait de légères fautes, mais un espace de 4 mm. étant bon, j'ai pu faire toutes mes mesures d'ascension en n'utilisant que deux millimètres au milieu de cet espace.

Le montage du microscope immobile avec lequel se faisait le repérage du petit ménisque devait être fait avec un soin tout particulier pour éviter une action de l'électro-aimant sur sa position. Le support du microscope était exempt de fer et avait une base indépendante de l'électro-aimant.

Pour une série de mesures j'avais négligé cette dernière précaution en plaçant le support sur la même planche que l'électro-aimant. Un contrôle fait après ces mesures a montré que le microscope se déplaçait légèrement au moment de l'excitation de l'aimant. En effet, la culasse de l'aimant fléchit au moment de l'excitation ; cette déformation se communiquait à la planche et ainsi au microscope. Toutes les observations de cette série ont fourni des ascensions magnétiques qui étaient de 0,01 mm. plus petites que les ascensions mesurées avec un meilleur dispositif.

J'ai déjà dit[1] qu'il est avantageux pour les mesures de faibles susceptibilités de se rendre indépendant du magnétisme de l'air en remplissant d'hydrogène le tube d'ascension au-dessus du ménisque R. Il se présente alors une petite difficulté par le fait que cette atmosphère artificielle d'hydrogène doit être en communication avec l'atmosphère extérieure. S'il n'en était pas ainsi, chaque petite variation de la pression barométrique extérieure et chaque variation de la température de l'hydrogène inclus provoqueraient des déplacements relativement énormes du ménisque. La limite entre hydrogène et air doit toujours se trouver au même endroit. Si elle se déplace d'un millimètre seulement il en résulte déjà une dénivellation visible du ménisque due à la différence des densités des deux gaz.

[1] *Loc. cit.*, p. 348.

La figure 6[1] représente l'appareil servant à produire cette atmosphère d'hydrogène. On y voit le petit cylindre de verre N M, fermé en haut et ouvert en bas[2]. Par O on introduit de l'hydrogène pur et humide en un courant faible, mais continu. Par M ce gaz s'échappe et subit à cette place la pression atmosphérique extérieure. Des mesures spéciales ont démontré que la faible vitesse de haut en bas dans l'orifice M suffit pour empêcher l'air de pénétrer dans le cylindre, soit par diffusion, soit par mouvements tourbillonaires. Avant de mettre l'appareil en marche il faut commencer par chasser tout l'air qu'il contient. Dans ce but on ouvre le robinet D. La trompe provoque alors la circulation de l'hydrogène par G D F. Pour empêcher l'accès de l'air dans le tube on s'arrange de façon à ce que le débit d'hydrogène en O soit plus considérable que son écoulement par F. L'excédent s'échappe par M. Pour plus de sûreté le petit récipient P rempli d'eau est placé sous l'orifice M de façon à faire soupape. Pour enlever l'air qui se trouve dans le tube d'ascension au-dessus du ménisque il suffit de fermer le robinet G jusqu'à ce que le ménisque déborde dans le déversoir. Cette opération a été répétée plusieurs fois ; elle sert aussi à purifier le ménisque.

L'eau servant à ces mesures a été distillée dans un appareil construit entièrement en verre. J'en ai expulsé l'air dissous en la faisant bouillir et je l'ai versée toute chaude dans le récipient H, puis je l'ai immédiatement recouverte d'une couche d'huile de paraffine.

La pureté de l'eau ne peut donc pas être garantie au même degré que lors de mes mesures avec la balance. Mais les traces de corps étrangers que cette eau pouvait contenir ne produisent en tout cas pas de changement appréciable à son coefficient d'aimantation. En effet, comme il ressort des mesures décrites à la page 481 de cette publication, même une saturation complète de l'eau avec de l'air ne diminue que de 1 ‰ son coefficient d'aimantation et l'eau étudiée ne pouvait contenir que des traces d'air. Le verre qui se dissout toujours légèrement dans

[1] *Loc. cit.*, p. 344.

[2] L'ouverture N sert à mesurer des gaz plus lourds que l'air.

l'eau ne peut pas non plus altérer son coefficient d'aimantation, puisque celui-ci est essentiellement une fonction additive des composantes d'un mélange et que le coefficient d'aimantation du verre est du même ordre de grandeur que celui de l'eau. Pour qu'une très faible impureté ait une action appréciable il faudrait que celle-ci soit ferromagnétique ou fortement paramagnétique. La présence d'une pareille impureté dans l'eau étudiée me paraît impossible.

Pour avoir une garantie de plus j'ai effectué à dix jours d'intervalle des mesures avec la même eau. La première et la dernière de ces mesures ont donné à 1 °/₀₀ près le même coefficient d'aimantation.

La faible alcalinité de l'eau produite instantanément par le contact avec du verre ne peut pas non plus être une cause d'erreur d'après ce que nous verrons à la page 466.

Le calcul des résultats

Pour déterminer le coefficient d'aimantation de l'eau par la méthode d'ascension je me suis servi de trois installations différentes.

Le premier des trois groupes de mesures ainsi effectuées n'avait pas de caractère définitif. Les mesures à la température ordinaire sont bonnes. Aux basses et aux hautes températures elles sont inutilisables parce que le thermostat, construit seulement pour les températures ordinaires, était insuffisant. Dans la représentation graphique de la figure 10 les résultats de ce groupe pour les températures entre 17 et 20° sont indiqués par de simples ronds.

Le second groupe a fourni la variation thermique du coefficient d'aimantation. Le microscope ayant été placé sur la même planche que l'aimant toutes les déterminations d'ascension de ce groupe ont une faute constante de 0,01 mm. à peu près, comme nous venons de le voir. Ce groupe n'est donc pas utilisable pour la détermination absolue du cofficient d'aimantation, mais il n'infirme pas non plus les autres mesures puisque le mouvement du microscope a réellement été constaté. J'ai inscrit les résultats de ce groupe dans le graphique au moyen

de croix après les avoir tous décalés de la même grandeur. Ce décalage a été choisi de façon à ce que vers 20° les points coïncident avec les points des deux autres groupes. Ainsi ces mesures fournissent des données utilisables pour l'étude thermique du coefficient d'aimantation.

Le troisième groupe de mesures enfin comprend 15 déterminations d'ascension indépendantes dont chacune est obtenue en formant la moyenne d'une grande série d'observations. Comme le résultat principal de tout mon travail repose sur ces déterminations, je les reproduis dans le tableau suivant.

Déterminations d'ascension, troisième groupe.

Date 1912	Temper. dans le champ C°	Temper. dans le récip. C°	Nombre des observations	Ascension observée en $\frac{mm}{200}$
25 Oct.	20,8	19,5	20	337,25
»	20,8	19,1	19	336,63
»	20,7	19,0	11	337,28
»	20,6	18,8	5	336,7
»	20,6	18,8	9	336,87
»	50,4	18,8	17	334,96
»	77,3	19,0	8	330,1
4 Nov.	0,2	18,3	12	336,7
»	0,1	17,8	7	336,7
»	15,4	17,6	9	338,86
»	56,0	17,5	13	333,8
»	16,0	17,5	9	337,07
»	0,1	17,5	15	336,87
»	57,5	17,5	15	333,2
»	16,1	17,4	14	336,88

En combinant les observations qui se rapportent à des températures voisines nous obtenons les ascensions à 6 températures différentes. Il s'agit maintenant de faire les corrections de la non homogénéité, des diamètres et de la poussée de l'air[1]. Le tableau suivant donne, dans les deux premières colonnes, les températures moyennes dans l'entrefer et dans le récipient. La troisième colonne contient les ascensions moyennes

[1] *Loc. cit.*, p. 346.

observées pour ces températures; la quatrième contient les densités de l'eau à ces températures (d'après « Landolt und Börnstein »); la cinquième contient les valeurs relatives des corrections de densité, et la sixième donne ces corrections elles-mêmes; la septième colonne contient les ascensions h'' ainsi corrigées de la densité. Il reste à faire la correction du diamètre qui est partout $+ 1,8\ ^0/_{00}$ et la correction de la poussée de l'air qui est toujours avec une approximation suffisante égale à $- 1,2\ ^0/_{00}$. Les deux corrections font donc ensemble $+ 0,6\ ^0/_{00}$. On peut les introduire dans la formule

$$\chi = \frac{2hg}{H^2_{eff}}$$

ce qui fait

$$\chi = \frac{2h''(1 + 0,0006) \cdot 980,7}{4,5994 \cdot 10^8}$$

donc

$$\chi = h''.4,26703 \cdot 10^{-6}$$

Calcul des coefficients d'aimantation.

Temper. dans le champ C°	Temper. dans le récip. C°	Ascension observée mm.	Rapport des densités	Correct. relat.	Correct. en mm. mm.	Ascens. corrigée des densités mm.	Coefficient d'aimantation χ
0,1	17,9	1,6838	$\frac{0,99865}{0,99988}$	− 0,00123	− 0,0021	0,16817	$-0,71759.10^{-6}$
15,8	17,5	1,6847	$\frac{0,99872}{0,99901}$	− 0,00029	− 0,0005	0,16842	0,71866
20,7	19,0	1,6849	$\frac{0,99844}{0,99809}$	+ 0,00035	+ 0,0006	0,16855	0,71921
50,4	18,8	1,6748	$\frac{0,99847}{0,98790}$	+ 0,01057	+ 0,0177	0,16925	0,72219
56,7	17,5	1,6675	$\frac{0,99872}{0,98496}$	+ 0,01376	+ 0,0230	0,16905	0,72134
78,2	19,0	1,6505	$\frac{0,99844}{0,97302}$	+ 0,02542	+ 0,0419	0,16924	0,72215

La dernière colonne de notre tableau contient les valeurs du coefficient d'aimantation de l'eau ainsi calculées.

Dans le graphique (fig. 10) les 6 points de ce groupe sont représentés par des doubles cercles.

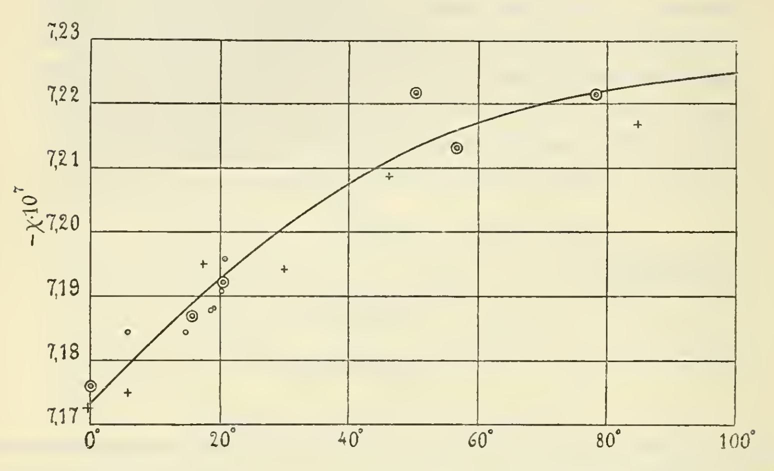


Fig. 10. — Détermination du coefficient d'aimantation de l'eau.

Discussion des résultats.

La valeur absolue de χ : Je considère la détermination du coefficient d'aimantation de l'eau à 20° C. comme étant le résultat principal de ce travail. Pour trouver la valeur la plus probable de ce coefficient j'utilise toutes les mesures à température ordinaire du premier et du troisième groupe et j'arrive au moyen du graphique (fig. 10) à la valeur

$$\chi_{20^\circ} = -0{,}7193 \cdot 10^{-6}$$

J'en déduis la susceptibilité[1] de l'eau à 20° C. :

$$\varkappa_{20^\circ} = -0{,}7180 \cdot 10^{-6}$$

[1] J'ai déjà dit que le coefficient d'aimantation est le moment magnétique de l'unité de masse dans un champ d'une unité, tandis que la susceptibilité est le moment magnétique de l'unité de volume dans le même champ.

Pour nous rendre compte de l'exactitude de ce résultat, discutons maintenant les différentes causes d'erreur.

1. *Incertitude de la valeur du champ étalon.* Nous avons vu que la détermination du champ ne contient probablement pas de fautes supérieures à 1 $^{0}/_{00}$. Cela produit une incertitude de 2 $^{0}/_{00}$ pour χ et $\varkappa$.

2. *Faute de la vis micrométrique.* L'étude de cette vis a montré qu'elle est juste à 0,5 $^{0}/_{00}$ près. Il en résulte pour χ et $\varkappa$ une incertitude ne dépassant pas 0,5 $^{0}/_{00}$.

3. *Incertitude des mesures d'ascension elles-mêmes.* Il suffit de regarder le graphique (fig. 10) pour voir que la concordance des différents points est suffisante pour garantir le 0,5 $^{0}/_{00}$ dans la moyenne.

4. Toutes les autres causes d'erreur auxquelles j'ai pensé paraissent pouvoir être négligées par rapport à celles dont nous venons de parler.

La faute dans le résultat final ne peut donc guère dépasser 3 $^{0}/_{00}$. J'espère qu'en réalité elle est notablement plus petite.

La variation thermique : Les mesures aux basses températures sont presque aussi bonnes que celles près de 20°. Aux températures élevées, par contre, la dilatation de l'eau introduit une grande incertitude dans les mesures ; d'une part, il n'est pas facile de maintenir dans le tube avec une constance suffisante une température élevée. Les moindres variations de la température produisent des déplacements considérables du ménisque à cause des variations de densité de l'eau. Il est vrai que ceci ne peut pas produire d'erreurs systématiques dans les résultats, mais l'incertitude sur les lectures individuelles rend les moyennes moins sûres. D'autre part, aux températures élevées la correction due à la différence des densités devient si grande qu'une petite faute dans la détermination de la température altère considérablement le résultat final. Il y a lieu de faire remarquer ici que le tube d'ascension de Quincke donne directement les coefficients d'aimantation du liquide dans le champ, tandis que le tube d'Olivier nécessite la correction des densités.

Nous voyons donc que la variation thermique du coefficient d'aimantation de l'eau est loin d'être connue d'une façon

satisfaisante, mais son caractère général me paraît néanmoins indubitable.

Ce résultat est en opposition avec les recherches de Du Bois, de Jäger et Meyer et de Piaggesi qui ont trouvé pour la variation thermique de la susceptibilité dans le voisinage de 20° un coefficient $\alpha = -0{,}002$. (Il en résulterait pour la variation thermique du coefficient d'aimantation $\alpha = -0{,}0018$)[1]. Pierre Curie par contre n'avait pas trouvé de variation du coefficient d'aimantation. Dans la limite d'exactitude de ses recherches son résultat est donc confirmé par mes mesures.

Influence des alcalis et des acides sur le coefficient d'aimantation de l'eau.

On connaît l'effet des alcalis et surtout des acides sur l'ionisation de l'eau. Il était *a priori* invraisemblable, sans être impossible, que ces mêmes corps agissent aussi sur le coefficient d'aimantation.

Pour trancher la question j'ai mesuré le coefficient d'aimantation d'une portion d'eau distillée; j'ai ajouté de la soude caustique jusqu'à coloration bleue du papier tournesol et j'ai mesuré l'aimantation; ensuite, par addition d'acide chlorhydrique, j'ai rendu la même eau acide au tournesol et j'ai répété les mesures.

Les trois mesures ont donné le même résultat au degré de précision des expériences. (L'eau alcaline a donné une valeur de 0,5 ‰ supérieure à celle de l'eau acidulée, l'eau neutre était entre les deux).

Ce résultat est satisfaisant : il montre que l'eau est une bonne substance étalon. On sait que l'eau au contact du verre ordinaire prend une alcalinité si faible qu'elle ne peut qu'excep-

[1] La cause de cette divergence ne m'est pas connue. Une partie de la faute est due au fait que toutes ces mesures avaient été exécutées dans l'air et que la correction de la susceptibilité de l'air (4 %) avait été prise la même pour toutes les températures, quoique à 100° en présence de l'eau ce n'est pas de l'air mais de la vapeur d'eau qui est au-dessus du ménisque. Cela encore montre l'avantage qu'il y avait à remplacer l'air par de l'hydrogène.

tionnellement être décelée par le tournesol. Elle est donc sans conséquence pour les mesures magnétiques.

La constante capillaire est-elle indépendante du champ?

Les mesures d'ascension supposent que la constante capillaire est indépendante du champ ; autrement la hauteur d'ascension capillaire changerait au moment de l'excitation de l'aimant et fausserait ainsi le résultat de l'observation. Dans les mesures sur l'eau avec un tube de 4 mm. l'ascension capillaire est environ quatre fois plus grande que l'ascension magnétique à mesurer. Cette ascension capillaire étant proportionnelle à la constante capillaire, l'invariabilité de celle-ci doit être vérifiée avec une précision quatre fois plus grande que la précision recherchée dans la mesure magnétique. On trouve dans la littérature des indications d'après lesquelles la constante capillaire serait indépendante du champ. Ainsi Liebknecht et Wills[1] ont déterminé le poids des gouttes formées dans le champ magnétique sans pouvoir découvrir une action d'un champ uniforme. Pour résoudre cette question au degré de précision nécessaire j'ai fait des expériences d'après la méthode suivante qui me paraît particulièrement sensible.

Des deux branches d'un tube en U, en verre, l'une a un diamètre intérieur de 4 mm., l'autre de 1 mm. environ. Les ascensions capillaires dans ces tubes sont de 7 et 27 mm., de sorte qu'il s'établit entre les ménisques une différence de niveau de 20 mm.

Si l'on introduit les deux ménisques dans un champ magnétique, cette différence doit varier proportionellement à la constante capillaire. Le petit ménisque subit un déplacement qui est environ trois fois la variation de l'ascension capillaire dans un tube de 4 mm. de diamètre.

J'ai fait cette expérience dans le champ employé pour la mesure magnétique. Si la variation de la constante capillaire avait provoqué une erreur de 0,001 mm. seulement, cette expérience de contrôle aurait manifesté nettement un déplace-

[1] *Drudes Annalen*, I, 1900, p. 182.

ment triple. Mais on ne put observer aucun effet certain. S'il se produit un déplacement, il est plus petit que la valeur indiquée ci-dessus et peut par conséquent être négligé. S'il existe il semble que son signe corresponde à une diminution de l'ascension capillaire dans le champ. Ce fait, intéressant par lui-même, pourrait être poursuivi avec une plus grande précision en mettant un tube capillaire encore plus fin dans l'appareil qu'il nous reste à décrire.

Cet appareil consiste en un tube en U (fig. 11) dont les branches ont 1 et 4 mm. de diamètre intérieur. Il a fallu surmonter deux difficultés. La mesure d'ascension dans un

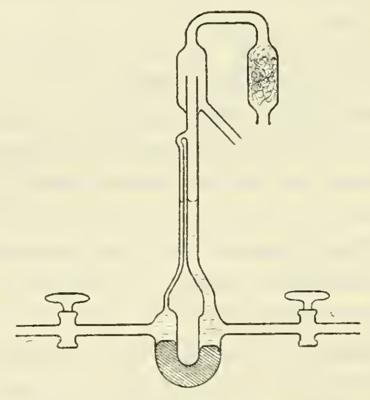


Fig. 11. — Vérification de la constance de la capillarité.

tube capillaire de 1 mm. seulement exige une grande pureté du verre et du ménisque. Je l'ai réalisée au moyen du dispositif de purification décrit précédemment. La deuxième difficulté provient de ce que les deux ménisques ne se trouvent pas au même niveau et doivent néanmoins être placés dans le même champ, pour que l'ascension magnétique ne gêne pas l'observation. On aurait pu mettre les deux ménisques à égale distance du maximum du champ ; mais un champ magnétique n'est suffisamment uniforme pour ces expériences délicates que dans le voisinage immédiat de son maximum.

J'ai donc ramené les deux ménisques au même niveau par l'interposition d'une colonne de mercure dans le bas du tube

en U. Pour ne pas diminuer par le mercure la sensibilité d'une manière appréciable j'ai donné au tube à cet endroit un diamètre de 10 mm. Les deux robinets latéraux servent à l'introduction de l'eau de lavage et au réglage des deux ménisques.

Le Coefficient d'Aimantation de la glace et la théorie de la Polymérisation de l'eau.

La variation du coefficient d'aimantation de l'eau, représentée dans la figure 10 est en contradiction avec l'indépendance habituelle de la température des coefficients diamagnétiques. Les variations de ce coefficient sont généralement liées à un changement chimique. En effet le diamagnétisme d'une combinaison n'est qu'approximativement égal à la somme des diamagnétismes des constituants. Mais les expériences de Curie[1], Oven[2] et Honda[3] apprennent aussi que dans certains cas le point de fusion est lié à un changement brusque du diamagnétisme.

Il est assez naturel de faire l'hypothèse que ces points de fusion sont accompagnés d'une réaction chimique qui ne peut être ici qu'un changement de l'état de polymérisation, puisqu'il s'agit d'une substance unique.

Peut-on supposer que la variation du coefficient d'aimantation de l'eau est aussi la conséquence d'une polymérisation? Je crois pouvoir l'affirmer. Déjà en 1892 Röntgen avait fait l'hypothèse que l'eau liquide contient à la température ordinaire de la glace dissoute. La glace doit être ici définie comme le polymère de la combinaison H_2O qui forme la phase solide de l'eau.

On est conduit à cette hypothèse par la variabilité bien connue du coefficient de dilatation de l'eau. Quand on abaisse la température de l'eau, son volume diminue de plus en plus

[1] Curie. Propriétés magnétiques des corps à diverses température, *Ann. de Chim. et Phys*, 7me série, t. V, 1895, p. 289 et *Oeuvres* p. 233.

[2] Oven. *Ann. der Phys*. 37. 1912, p. 657.

[3] Kataro Honda. *Ann. der Phys.*, 32, 1910, p. 1027.

lentement et croit même au dessous de 4° comme s'il se produisait des quantités croissantes d'un corps de densité moindre. L'hypothèse que ce corps est la glace s'impose.

Il y a toute une série d'autres phénomènes qui montrent que l'eau se polymérise partiellement par le refroidissement, mais jusqu'à présent la dilatation seule semblait indiquer que le polymère est identique avec la glace. J. Duclaux[1] à récemment résumé la question de la constitution de l'eau. Les considérations suivantes sont empruntées en partie à ce travail.

Tandis que la chaleur spécifique de tous les liquides augmente avec la température, celle de l'eau présente un minimum vers 35° C. La décroissance au-dessous de cette température s'explique par la polymérisation. Elle montre que non seulement la polymérisation, mais encore sa variation thermique augmente aux basses températures. Ce point est important, car il en résulte que la polymérisation est loin d'étre achevée dans l'eau liquide à 0° C.

La compressibilité de l'eau a un minimum à 50° tandis que celle de tous les autres liquides croît avec la température. On pouvait s'y attendre: plus haute est la température, plus grand est l'intervalle libre entre les molécules qui seul détermine la compressibilité des liquides purs. L'eau, aux basses températures, contient une modification de plus grand volume, qui, sous les fortes pressions, doit rétrograder en faveur de la modification plus dense.

La viscosité de l'eau croit d'une façon surprenante aux basses températures. La cause en est la formation d'une modification à plus grandes molécules. Une augmentation de la pression fait diminuer la viscosité de l'eau froide tandis qu'elle fait augmenter celle de tous les autres liquides, y compris l'eau au-dessus de 32° C. L'effet de l'augmentation de la pression est donc de diminuer le nombre des grandes molécules. Aux températures élevées ce nombre est déjà si petit

[1] Jacques Duclaux: la Constitution de l'eau. «*Revue générale des Sciences* 23me année, Nr 23, 15 Déc. 1912. Ce mémoire a paru peu après que j'eus présenté ma publication «La Constitution de l'eau et la variation thermique de son aimantation». Voir: *C. R.* t. 155, p. 1497.

sous la pression ordinaire qu'une augmentation de celle-ci ne peut plus le diminuer de beaucoup.

On pourrait encore relever un bon nombre de faits en faveur de la théorie de la polymérisation de l'eau. Je n'en veux plus citer qu'un : déterminons la dérivée du coefficient de dilatation par rapport à la température[1] pour les solutions aqueuses de n'importe quel sel aux environs de 20° C. Nous trouvons alors que cette dérivée diminue avec les concentrations, ce qui montre que, comme on pouvait s'y attendre, la présence d'un sel diminue la polymérisation du dissolvant. Signalons en passant que cette dérivée est une fonction linéaire de la concentration et que, si nous comparons différents sels, leur effet est le même pour les mêmes concentrations en poids et non pour les mêmes concentrations moléculaires.

Quelles sont les quantités de la modification polymère qu'il faut supposer être présentes dans l'eau aux différentes températures? Jusqu'à présent on ne pouvait pas répondre d'une façon précise à cette question. Toutes les propriétés dont la variation anormale nous décèle la présence de la modification polymère de l'eau ne sont pas constantes pour les autres liquides, de sorte que les données manquaient pour entreprendre un calcul. Duclaux indique que la plupart des auteurs ont estimé le contenu de glace dans l'eau à 0° comme étant entre 20 et 30 %.

Retournons maintenant aux mesures magnétiques. Si vraiment la diminution du coefficient d'aimantation aux basses températures est produite par la formation de glace il faut que ce coefficient diminue brusquement à 0° quand l'eau se congèle, puisqu'alors toute l'eau se transforme en glace.

M. G. Foëx qui dispose de l'appareil nécessaire a eu l'amabilité de vérifier cette hypothèse en mesurant en valeur relative le coefficient d'aimantation d'une même quantité d'eau alternativement solide et liquide. Il a trouvé une diminution de 2,4 % du coefficient d'aimantation au moment de la congélation. Cela confirme donc l'explication que j'ai donnée de la variation thermique du coefficient d'aimantation de l'eau.

[1] Donc la seconde dérivée du volume par rapport à la température.

Les recherches magnétiques nous donnent la possibilité de déterminer la composition de l'eau plus exactement que toutes les autres méthodes ; car elles seules se basent sur une propriété qui est constante chez tous les corps ne contenant qu'une espèce de molécules et qui peut être déterminée pour la glace pure.

La figure 12 représente le coefficient d'aimantation de l'eau aux températures comprises entre 0 et 100° et celui de la glace à 0°. La courbe devenant, près de 100°, presque horizontale, on peut par extrapolation trouver l'aimantation de la phase liquide aux plus hautes températures, c'est-à-dire mener l'asymptote horizontale qui correspond à l'eau pure.

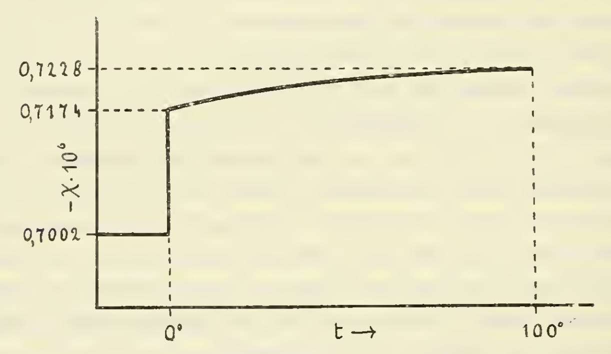


Fig. 12. — Le coefficient d'aimantation de la glace et de l'eau.

Admettons que la diminution du coefficient d'aimantation soit proportionnelle à la formation de la glace. Nous pouvons alors déterminer pour chaque température le pourcentage de glace. Nous voyons en particulier que le coefficient d'aimantation est de 7,5 $^0/_{00}$ plus faible pour le liquide à 0° que pour l'eau pure et qu'il diminue encore de 24 $^0/_{00}$ au moment où tout le liquide se transforme en glace. Le liquide à 0° contient donc

$$100 \cdot \frac{7,5}{24 + 7,5} \, ^0/_0 = 24 \, ^0/_0 \text{ de glace}$$

La figure 13 représente le résultat d'un calcul analogue pour toutes les températures.

La quantité de glace trouvée pour 0° concorde avec les indications de Duclaux. En outre le caractère général de la courbe

est en accord avec la théorie : si l'on chauffe l'eau liquide à partir de 0° la glace diminue rapidement au début, puis de plus en plus lentement à mesure qu'il en existe moins.

Il y a deux points importants sur lesquels les recherches magnétiques ne fournissent aucun renseignement :

1° Nous n'apprenons rien sur le degré de polymérisation de l'eau et de la glace.

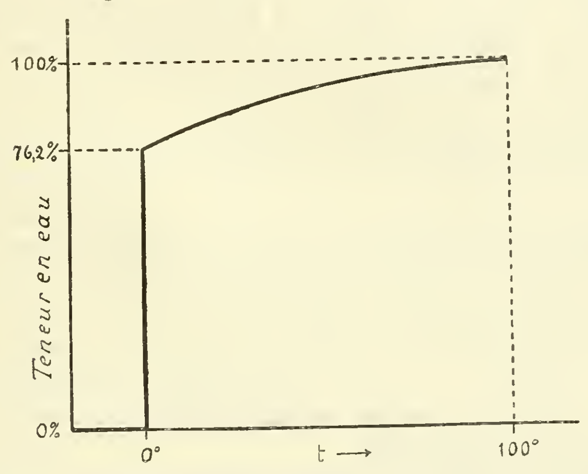


Fig. 13. — Equilibre de glace et d'eau aux différentes températures.

2° La présence d'une troisième modification aux hautes températures ne se manifeste pas magnétiquement, tandis que d'autres considérations rendent son existence très probable. Il faut donc admettre que cette modification a le même coefficient d'aimantation que celle qui à la température ordinaire constitue la plus grande partie de l'eau.

Le travail de P. Sève sur le coefficient d'aimantation de l'eau

Dans l'introduction de cette publication [1] j'ai déjà parlé du travail de M. Sève [2]. J'ai quelques critiques à y faire.

[1] *Archives*, 1913, n° 3, p. 211.
[2] P. Sève, Paris 1912, *Thèse*.

Dans la première partie Sève fait l'historique de la question du coefficient d'aimantation de l'eau. Il cite tous les anciens travaux et recherche les causes de leurs incertitudes. D'après lui les fautes les plus grandes ont été commises dans l'étalonnement des champs magnétiques. Il recommande la méthode d'ascension comme étant la plus simple et la plus exacte pour déterminer des coefficients d'aimantation.

Dans la seconde partie de sa publication Sève traite les méthodes employées par lui pour l'étalonnement de l'électro-aimant avec lequel il se proposait de faire des mesures d'ascension sur l'eau. Dans ce but il a employé une balance électrodynamique de Cotton et une méthode d'induction. C'est donc le même principe que celui que nous avons choisi. Sève a mis encore plus de soin que nous à mesurer les dimensions géométriques de ses appareils. Il a fait construire une balance de Cotton munie de plusieurs perfectionnements et il en a déterminé les dimensions au moyen de dispositifs très ingénieux. J'ai déjà mentionné le résultat de ses mesures de champ. Les deux méthodes l'ont conduit à des résultats différant entre eux de 1,8 $^0/_{00}$, tandis que nos deux résultats ont différé de 1,9 $^0/_{00}$ dans le même sens.

Dans la troisième partie Sève décrit ses mesures du coefficient d'aimantation de l'eau. Il s'est d'abord servi d'un tube d'ascension qui ressemble beaucoup à celui que j'ai employé. En particulier Sève a aussi eu l'idée de faire déborder le ménisque pour le renouveler. Mais il n'a néanmoins pas pu se débarrasser des perturbations dues à la capillarité. Je suppose qu'il n'a pas nettoyé son tube assez rationnellement et qu'il a, après le traitement à l'acide, laissé l'air circuler dans le tube. Pour chaque lecture Sève a dû attendre un quart-d'heure. Il ne pouvait donc dans le même temps que moi faire que 15 fois moins de lectures. N'étant pas satisfait de ses mesures dans le tube d'ascension, il imagina la méthode d'*ascension dans un champ vertical*. Entre les surfaces frontales horizontales d'un électro-aimant il place un récipient de verre qui est plus grand que ces surfaces. En excitant l'électro-aimant il produit une dépression au milieu de la nappe liquide. Il est évident que l'état des parois du récipient est sans influence sur la grandeur

de cette dépression. Au bord de la dépression, par contre, il se produit des forces capillaires qui pourraient la diminuer. Cette diminution qui n'a lieu que pendant l'excitation de l'aimant, causerait des fautes systématiques dans les résultats. Sève démontre par des expériences soignées que ces fautes sont négligeables dans son cas.

Pour mesurer la dénivellation magnétique il a modifié la méthode d'Olivier : au lieu de changer le niveau du grand récipient en le déplaçant il obtient le changement du niveau en ajoutant de l'eau ; la surface du récipient et le volume de l'eau ajoutée doivent donc être déterminés. Il est possible d'exécuter ces mesures avec la précision nécessaire, mais cela représente déjà un travail beaucoup plus délicat que la mesure du déplacement.

Sève a fait toutes ces mesures en ajoutant d'abord une quantité d'eau déterminée, puis en réglant le courant de l'électro-aimant jusqu'à ce que le ménisque revienne se placer à la bonne hauteur. Il a donc été obligé d'étalonner son aimant pour toute une série de courants.

Enfin je vois un inconvénient dans le fait que Sève ne peut toujours faire qu'une seule lecture sans champ, puis une seule avec champ. La lecture avec champ étant donc toujours faite après la lecture sans champ, il peut se produire des fautes systématiques qu'on évite en croisant les lectures comme je l'ai fait.

Sève s'est borné à déterminer l'ascension magnétique de l'eau à température ordinaire (vers 24° C) et dans l'air atmosphérique. Il emprunte la susceptibilité de l'air à Du Bois sans tenir compte ni de sa pression ni de son humidité. (L'humidité peut causer une faute de 1 °/₀₀ sur la susceptibilité de l'eau).

Sève ayant fait ses mesures vers 24° C et voulant les réduire à 22° C, il a besoin de connaître le coefficient de température du coefficient d'aimantation. Il emprunte à la littérature la valeur $\alpha = - 0{,}002$ que nous savons maintenant être fausse. Enfin il néglige complètement la correction due aux différences des densités et celle due à la poussée de l'air.

J'ai recalculé les résultats de Sève en admettant le coefficient de température et la susceptibilité de l'air que j'ai observés

moi-même. Comme il résulte du tableau suivant, ces valeurs corrigées sont en excellent accord avec celles que j'ai trouvées à 22°.

$-\chi \cdot 10^6$ à 22° C.

	Sève	Piccard
Première méthode.........	0,7213	0,7211
Deuxième méthode.........	0,7173	0,7195

Sève ne retient à la fin de son travail que le résultat de la deuxième méthode qui donne

$$\chi = -0{,}725 \cdot 10^{-6} \text{ à } 22^\circ$$

ce qui s'accorde moins bien avec ma valeur

$$\chi = -0{,}7195 \cdot 10^{-6} \text{ à } 22^\circ$$

que sa valeur corrigée par moi.

Cependant on peut encore considérer cet accord comme étant satisfaisant vu les grandes divergences entre toutes les mesures antérieures.

La détermination du coefficient d'aimantation de l'oxygène

Les mesures précédentes ont montré que la mesure d'ascension pouvait être rendue beaucoup plus sûre qu'on ne le pensait antérieurement. J'ai donc tenté de l'appliquer à la détermination de la susceptibilité de l'oxygène gazeux.

Cette détermination présente un double intérêt. D'abord elle donne la correction du magnétisme de l'air qui doit être appliquée à un grand nombre de mesures magnétiques. Ensuite la théorie cinétique s'applique d'une manière particulièrement directe aux gaz. La détermination du moment magnétique et

du nombre de magnétons repose donc sur un minimum d'hypothèses. Or jusqu'à présent aucun gaz n'avait été mesuré avec une exactitude suffisante pour le contrôle de la théorie.

La méthode de mesure

Si le tube d'ascension renferme au-dessus du ménisque un gaz magnétique, l'ascension donne la susceptibilité apparente, c'est-à-dire la différence des susceptibilités du liquide et du gaz. En mesurant alternativement la susceptibilité apparente d'un liquide quelconque sous une atmosphère d'hydrogène puis d'oxygène on obtient la susceptibilité de l'oxygène. Le liquide que j'ai choisi est l'eau. Elle se prête bien à cette mesure à cause du faible coefficient de température de sa susceptibilité [1] et de sa densité bien connue.

La susceptibilité de l'eau étant négative et celle de l'oxygène positive, la susceptibilité apparente de l'eau sous l'oxygène est plus grande que sous l'hydrogène. L'accroissement est de 18 % environ. Ceci suffit, grâce à la précision de la méthode d'ascension, pour obtenir une valeur sûre de l'oxygène.

Pour remplir le tube d'oxygène on se servait du dispositif dejà représenté dans la figure 6. La tubulure M était fermée et la tubulure N ouverte. L'oxygène en excès sortait en N. Comme il est plus dense que l'air, l'introduction de l'air était évitée, ce dont je me suis assuré par des expériences de contrôle.

Le remplissage s'effectuait comme il a été décrit (p. 460) pour l'hydrogène. La soupape P ne pouvait être employée, par contre le courant de gaz a été considérablement renforcé pendant le remplissage.

J'ai fait usage d'oxygène médicinal fourni par le « Sauerstoff u. Wasserstoffwerk Luzern » dans une bombe en acier. L'acide carbonique contenu dans ce gaz a été absorbé dans un flacon laveur contenant de la potasse caustique. L'oxygène a été saturé d'humidité en passant dans un second flacon laveur rempli d'eau.

La température maintenue constante au moyen du réfrigérant B a été mesurée comme précédemment.

[1] Comp. page 482.

L'analyse

On sait que l'oxygène du commerce contient toujours quelques pour cent d'azote ou d'hydrogène. Il était donc nécessaire de l'analyser. L'exactitude désirée était de 1 °/₀₀ sur le volume total, ce qui fait sur le volume des gaz étrangers une erreur admissible de quelques pour cent.

Je me suis servi du tube d'absorption représenté figure 14. L'extrémité inférieure du tube est plongée dans une solution de potasse caustique contenue dans un verre à précipité. Le robinet étant ouvert, on remplit le tube de solution par aspiration. Ensuite je ferme le robinet et j'introduis par le bas jusqu'au repère de 100 cm^3 l'oxygène à examiner. Ensuite la boule supérieure est remplie du liquide absorbant, protégé contre l'oxydation par une couche d'huile de paraffine. En ouvrant le robinet on laisse descendre lentement ce liquide le long des parois. A cause de sa plus faible densité il ne se mélange pas avec la potasse caustique. Le niveau du liquide monte rapidement et après un certain temps se fixe dans le tube au-dessous du robinet. Ce tube est divisé en dixièmes de cm^3. La distance des traits est de 2 mm., de sorte que le volume du gaz non absorbé peut être facilement mesuré à un millième près par rapport au volume primitif. Ce volume étant petit par rapport au volume primitif, on peut négliger la plupart des corrections habituelles de l'analyse de gaz (pression, humidité, température).

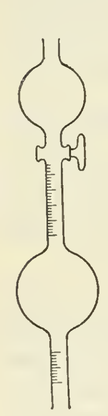


Fig. 14. Burette servant à l'analyse de l'oxygène.

Comme liquide absorbant j'ai employé successivement l'hydrosulfite de soude et la solution potassique d'acide pyrogallique. La dernière donna des quantités de gaz étranger plus élevées de plusieurs millièmes. J'ai pris la moyenne de toutes les déterminations et j'en ai déduit pour le volume des gaz étrangers 3,26 °/₀. Je pense que l'erreur ne dépasse pas 2 ou tout au plus 3 °/₀₀. (L'erreur relative sur le nombre de magnétons est moitié moins grande).

Au cours de cette analyse j'ai eu l'impression que lorsque les appareils nécessaires existent, la détermination de l'oxygène dans un mélange de gaz pourrait être faite de la manière la plus précise par la méthode de l'ascension magnétique.

Le calcul des résultats

J'ai fait en tout trois séries de mesures. Le tableau suivant donne les résultats de ces trois séries. Nous y trouvons dans les trois premières colonnes les conditions des expériences et dans la quatrième les différences des ascensions de l'eau sous l'oxygène et sous l'hydrogène. Ces différences sont déjà corrigées du diamètre et de la poussée de l'air et sont ramenées à une densité de 1 pour l'eau du grand récipient. (La formule $\frac{2hg}{H^2}$ fournirait donc directement la susceptibilité du gaz examiné). Les colonnes suivantes du tableau montrent ce que deviennent ces ascensions quand on les ramène successivement à la pression de 760 mm. de mercure, à la température de 20° C. et à l'état de siccité absolue.

Date 1912	Température	Ascension	ramenée à 760 mm.	ramenée à 20° C.	ramenée à siccité
10 Oct.	20,03° C.	0,02965 mm.	0,03113 mm.	0,03113 mm.	0,03188 mm.
25 Oct.	20,6	0,02913 »	0,03109 »	0,03122 »	0,03201 »
4 Nov.	16,1	0,03069 »	0,03216 »	0,03131 »	0,03190 »

J'avais considéré dès le commencement les mesures du 10 octobre comme provisoires ; je n'en tiens donc pas compte pour calculer le résultat définitif. J'obtiens ainsi pour mon gaz

$$h = 0{,}03196 \text{ cm.}$$

Les impuretés étant de l'azote non magnétique, il faut augmenter ce nombre de 3,26 %, ce qui fait pour l'ascension de l'oxygène pur

$$h = 0{,}03300 \text{ cm.}$$

Cela donne pour la susceptibilité de l'oxygène pur

$$\varkappa = \frac{2hg}{H^2_{eff}} = \frac{2 \cdot 980{,}7 \cdot 0{,}033}{4{,}5994 \cdot 10^8} = 0{,}14073 \cdot 10^{-6} \text{ à } 20° \text{ et } 760 \text{ mm. de pression.}$$

On peut, en négligeant l'aimantation de l'azote, en déduire la susceptibilité de l'air :

$$\varkappa = \frac{20{,}9}{100} \cdot 0{,}14073 = 0{,}0294 \cdot 10^{-6} \text{ à } 20° \text{ et } 760 \text{ mm. de pression.}$$

En divisant la susceptibilité de l'oxygène par sa densité on obtient son coefficient d'aimantation :

$$\chi = 1{,}0568 \cdot 10^{-4} \text{ à } 20°$$

Il en résulte pour le coefficient d'aimantation moléculaire

$$\chi_{mol} = \chi \cdot 32 = 33{,}818 \cdot 10^{-4} \text{ à } 20°$$

Admettons pour le diamagnétisme moléculaire de l'oxygène le nombre[1] $0{,}096 \cdot 10^{-4}$. En l'additionnant au nombre précédent on obtient le paramagnétisme pur de la molécule

$$\chi_{\substack{mol \\ para}} = 33{,}914 \cdot 10^{-4} \text{ à } 20°$$

La théorie de Langevin permet d'en déduire le moment moléculaire σ_{mol} par la formule

$$\sigma^2_{mol} = 3RT\chi_{mol}$$

(R est la constante des gaz parfaits, elle est égale à $83{,}155 \cdot 10^{+6}$). Il en résulte

$$\sigma_{mol} = 15{,}745 \cdot 10^3$$

et pour l'atome

$$\sigma_{at} = 7{,}8725 \cdot 10^3$$

D'après la théorie des *magnétons* de M. Pierre Weiss on doit obtenir un *nombre entier* en divisant cette valeur par le moment du magnéton-gramm. En effet

$$\frac{7{,}8725 \cdot 10^3}{1123{,}5} = 7{,}007$$

[1] Pascal, *Ann. Chim. Phys.* 8e série.

Ce nombre concorde autant que l'on pouvait le désirer avec le nombre entier 7. La théorie des magnétons se vérifie donc ainsi pour les gaz.

Dans le calcul ci-dessus j'ai admis que la particule d'oxygène qui tourne avec 2 degrés de liberté a le poids moléculaire 32. La thermodynamique en effet a démontré (par l'étude des chaleurs spécifiques) que les deux atomes de l'oxygène sont liés d'une façon rigide. Si au contraire nous avions admis que les deux atomes ont entre eux une articulation (ce qui eut exigé une chaleur spécifique plus grande que la chaleur spécifique réelle dans le rapport de 7 à 5) nous aurions dû donner à l'oxygène (au point de vue magnétique) le poids moléculaire 16. Cela conduisait à 9,90 pour le nombre de magnétons par atome. La différence entre cette valeur et le nombre entier est ici de 1 %. Elle ne s'expliquerait que par une erreur de 2 % dans les mesures qui n'est pas admissible.

Les recherches magnétiques et les propriétés thermiques conduisent donc les unes et les autres à une molécule formée de deux atomes assemblées d'une manière rigide.

L'oxygène dissous

Dans la plupart des cas ou l'on se servira de l'eau comme substance magnétique étalon on aura à faire à de l'eau contenant plus ou moins d'air. Il fallait donc déterminer si l'oxygène dissous dans l'eau fait varier d'une façon importante son coefficient d'aimantation. Le calcul fait prévoir que si l'oxygène conserve sont coefficient d'aimantation en se dissolvant dans l'eau, la solution concentrée d'oxygène (3 % en volume à 20°) devrait avoir un coefficient d'aimantation qui serait de 6 ‰ plus petit que celui de l'eau pure.

Deux mesures, faites sans beaucoup de soin, m'ont donné une diminution de 4 ‰. Probablement l'eau n'était pas saturée complètement d'oxygène.

Il ressort de ces mesures, que le coefficient d'aimantation de l'eau saturée d'air est de 1 ‰ plus petit que celui de l'eau pure.

Résumé

Nous avons vu que l'eau se prête admirablement à servir de substance étalon magnétique. A 20° C son coefficient d'aimantation et sa susceptibilité sont

$$\chi = -0{,}7193 \cdot 10^{-6} \text{ et } \varkappa = -0{,}7180 \cdot 10^{-6}$$

Vers 20° le coefficient de température du coefficient d'aimantation est

$$\alpha = +0{,}00012$$

La susceptibilité a un maximum très plat entre 10° et 20°.

La susceptibilité de l'oxygène à 20° et 760 mm. de pression est

$$\varkappa = +0{,}14073 \cdot 10^{-6}$$

Il en résulte que l'oxygène a 7 magnétons par atome.

SUR LE MOUVEMENT

DE

CORPUSCULES ÉLECTRIQUES

dans le champ d'un aimant élémentaire

et la forme de leur trajectoire à leur arrivée à l'aimant

PAR

Carl STÖRMER

Dans l'étude détaillée que j'ai faite[1] du mouvement d'un corpuscule dans le champ d'un aimant élémentaire, étude importante pour les applications aux aurores boréales et aux perturbations magnétiques, il y a une famille de trajectoires qui est d'un intérêt spécial : ce sont les trajectoires aboutissant à l'aimant-même, trajectoires que j'ai appelées *trajectoires par l'origine* (en effet, dans le traitement analytique l'aimant est placé à l'origine du système de coordonnées).

Nous allons donner ici une interprétation mécanique de ces trajectoires, qui d'une manière intuitive fait comprendre toute une série de traits essentiels de ces courbes remarquables.

1. Rappelons d'abord les équations différentielles définissant les trajectoires.

Prenons pour unité de longueur une longueur de c centimètres, c étant définie par l'équation

$$c = \sqrt{\frac{M}{H\rho}}$$

où M est le moment de l'aimant élémentaire et où $H\rho$ est un

[1] Voir mes deux Mémoires dans les *Archives* en 1907 et en 1911-1912.

produit caractéristique pour les corpuscules en question. Plaçons ensuite un système de coordonnées cartésiennes de telle sorte que l'aimant élémentaire soit à l'origine, son axe concordant avec l'axe des z et le pôle Sud tourné vers les z positifs. Cela posé, si (x, y, z) est un point de la trajectoire et que l'arc s de celle-ci soit choisi comme variable indépendante, les équations différentielles de la trajectoire seront pour un corpuscule chargé d'électricité négative

$$\left.\begin{aligned} r^5 \frac{d^2x}{ds^2} &= 3\,yz\,\frac{dz}{ds} - (3\,z^2 - r^2)\,\frac{dy}{ds} \\ r^5 \frac{d^2y}{ds^2} &= (3\,z^2 - r^2)\,\frac{dx}{ds} - 3\,xz\,\frac{dz}{ds} \\ r^5 \frac{d^2z}{ds^2} &= 3\,xz\,\frac{dy}{dz} - 3\,yz\,\frac{dx}{ds} \end{aligned}\right| \qquad \text{I}$$

où $r^2 = x^2 + y^2 + z^2$.

En introduisant des coordonnées semipolaires R et φ déterminés par les équations

$$\begin{aligned} x &= \mathrm{R}\cos\varphi \\ y &= \mathrm{R}\sin\varphi \end{aligned}$$

on réussit, comme je l'ai fait voir, à effectuer une intégration, ce qui introduit une constante d'intégration γ et le système se réduit pour φ à l'équation

$$\mathrm{R}^2 \frac{d\varphi}{ds} = 2\gamma + \frac{\mathrm{R}^2}{r^3} \qquad \text{II}$$

et pour R et z au système remarquable

$$\left.\begin{aligned} \frac{d^2\mathrm{R}}{ds^2} &= \frac{1}{2}\frac{\partial \mathrm{Q}}{\partial \mathrm{R}} \\ \frac{d^2z}{ds^2} &= \frac{1}{2}\frac{\partial \mathrm{Q}}{\partial z} \\ \left(\frac{d\mathrm{R}}{ds}\right)^2 + \left(\frac{dz}{ds}\right)^2 &= \mathrm{Q} \end{aligned}\right| \qquad \text{III}$$

où Q est une fonction de R et de z définie par l'équation

$$\mathrm{Q} = 1 - \left[\frac{2\gamma}{\mathrm{R}} + \frac{\mathrm{R}}{r^3}\right]^2$$

Cela posé, les trajectoires par l'origine correspondent aux

courbes intégrales du système III passant par l'origine; une pareille courbe étant trouvée, on remonte à la trajectoire dans l'espace en calculant l'angle φ à l'aide de l'équation II, ce qui exige une quadrature.

Je n'ai pas réussi à démontrer rigoureusement l'existence des courbes intégrales du système III passant par l'origine. Cependant par des développements en séries et des méthodes d'intégration numérique, j'ai rendu cette existence extrêmement probable.

Posons

$$R = r \cos \psi , \quad z = r \sin \psi$$

et

$$\gamma = -\gamma_1$$

où γ_1 est positif.

Alors j'ai directement des équations différentielles déduit les séries suivantes[1]:

$$r = s - \frac{1}{8}\gamma_1 s^2 - \frac{1}{8}\gamma_1{}^2 s^3 - \frac{17}{128}\gamma_1{}^3 s^4 - \frac{183}{1280}\gamma_1{}^4 s^5 - \ldots.$$

et

$$\cos^2 \psi - 2\gamma_1 r = -\frac{3}{4}\gamma_1 s^5 - \frac{33}{32}\gamma_1{}^2 s^6 - \frac{171}{128}\gamma_1{}^3 s^7 - \frac{1587}{1024}\gamma_1{}^4 s^8 - \ldots.$$

s étant nul à l'origine, et en éliminant s :

$$r = \frac{\cos^2 \psi}{2\gamma_1} + \frac{3}{256\gamma_1{}^5}\left(\cos^{10} \psi + \cos^{12} \psi + \frac{15}{16}\cos^{14} \psi + \frac{27}{32}\cos^{16} \psi + \ldots.\right)$$

Enfin pour l'angle φ correspondant à la trajectoire dans l'espace j'ai trouvé, φ étant choisi nul à l'origine :

$$\pm \varphi = \frac{3}{16} r^2 + \frac{9}{32}\gamma_1 r^3 + \frac{453}{1024}\gamma_1{}^2 r^4 + \frac{3561}{5120}\gamma_1{}^3 r^5 + \ldots.$$

le signe + à choisir si le corpuscule s'éloigne de l'origine, le signe — s'il s'en rapproche.

Par ces formules on voit que la courbe par l'origine a un contact à l'origine avec la ligne de force

$$r = \frac{\cos^2 \psi}{2\gamma_1}$$

d'un ordre très élevé.

[1] Voir mon Mémoire de 1907, § 10 et § 12

2. Cela posé, introduisons dans nos équations différentielles II et III des nouvelles variables R_1, z_1, r_1 et τ définies par les équations :

$$R_1 = 2\gamma_1 R, \quad z_1 = 2\gamma_1 z, \quad r_1 = 2\gamma_1 r$$
$$\tau = 8\gamma_1^3 s$$

Alors un calcul facile donne le système transformé suivant :

$$\frac{d\varphi}{d\tau} = \frac{1}{r_1^3} - \frac{1}{R_1^2} \qquad \text{II}'$$

$$\left.\begin{aligned} \frac{d^2 R_1}{d\tau^2} &= \frac{1}{2}\frac{\partial U}{\partial R_1} \\ \frac{d^2 z_1}{d\tau^2} &= \frac{1}{2}\frac{\partial U}{\partial z_1} \\ \left(\frac{dR_1}{d\tau}\right)^2 + \left(\frac{dz_1}{d\tau}\right)^2 &= U + v^2 \end{aligned}\right\} \qquad \text{III}'$$

où nous avons posé :

$$U = -\left(\frac{R_1}{r_1^3} - \frac{1}{R_1}\right)^2$$
$$v = \frac{1}{4\gamma_1^2}$$

Avec les nouvelles variables les courbes intégrales passant par l'origine seront données près de l'origine par la série :

$$r_1 = \cos^2\psi + \frac{3}{8}v^2(\cos^{10}\psi + \cos^{12}\psi + \frac{15}{16}\cos^{14}\psi + \frac{27}{32}\cos^{16}\psi) + \ldots.$$

Pour une valeur fixe de γ_1, c'est-à-dire de v, la courbe correspondante ne sortira pas de la région du plan, où

$$U + v^2 \geqq 0$$

c'est-à-dire, où

$$\left(\frac{R_1}{r_1^3} - \frac{1}{R_1}\right)^2 \leqq v^2$$

région limitée par la ligne de niveau $U = -v^2$.

Cela posé, interprétons R_1 et z_1 comme les coordonnées cartésiennes d'un point matériel p de masse 1 et τ comme le temps. Alors les équations III′ sont les équations du mouvement du

point p sous l'action d'une force dépendante de la fonction de force $^1/_2$ U.

En particulier, les courbes intégrales passant par l'origine sont les trajectoires du point p, *quand celui-ci est lancé de l'origine le long d'une tangente à la ligne de force* $r_1 = \cos^2 \psi$, *avec vitesse v.*

On conçoit immédiatement une idée très suggestive de la vérité de ce théorème en regardant les trajectoires sur la planche où se trouvent en pointillé les lignes de niveau $U = a$, a ayant une série de valeurs équidistantes; la force agissant sur le point p est toujours dirigée vers les a croissants, est normale aux lignes de niveau et sensiblement inversement proportionnelle à la largeur de la lamelle située entre deux lignes de niveau successives; elle est nulle au point $R_1 = 2$, $z_1 = 0$ et sur la ligne $U = 0$.

Ces trajectoires ont été calculées en partant des calculs des trajectoires par l'origine, faites autrefois par les méthodes d'intégration numérique et dont on trouve une description détaillée dans les §§ 13, 14 et 15 de mon Mémoire de 1907 (voir aussi Pl. II à la fin de ce Mémoire). Voici un tableau des valeurs de γ_1 avec valeurs correspondantes de v et de $-v^2$:

γ_1	v	$-v^2$	γ_1	v	$-v^2$
0.1	25	— 625	0.93	0.2891	— 0.08355
0.2	6.25	— 39.06	0.9335	0.2869	— 0.08231
0.3	2.7778	— 7.716	0.939	0.2835	— 0.08039
0.5	1	— 1	0.94	0.2829	— 0.08005
0.7	0.5102	— 0.2603	0.95	0.2770	— 0.07674
0.8	0.3906	— 0.1526	0.956	0.2735	— 0.07482
0.85	0.3460	— 0.1197	0.97	0 2657	— 0.07060
0.9	0.3086	— 0 09526	1	0.25	— 0.06250
0.92	0.2954	— 0.08724	1.2	0.1736	— 0 03014
0.926	0.2916	— 0.08500	1.5	0 1111	— 0.01235
0.9285	0.2900	— 0.08409	2	0.0625	— 0.003906

La courbe intégrale correspondant à une valeur déterminée γ_1, ne sortira pas, nous nous le rappellons, de la partie du plan des $R_1 z_1$ où

$$U \geqq - v^2$$

partie qu'on peut immédiatement indiquer en regardant les lignes de niveau U = constante.

On obtient aussi une idée très intuitive de ces courbes intégrales *en les comparant aux trajectoires d'une boule roulant sur un terrain où les lignes de niveau sont des côtes géographiques, de manière que la ligne* U = 0 *représente le fond d'une vallée, et le point* (2,0) *le point culminant d'un défilé reliant cette vallée avec la terre basse s'étendant vers l'infini à la droite du défilé.* L'analogie n'est pas complète, mais elle est très utile pour l'intuition.

Cela posé, tous les traits essentiels relatifs à la forme de ces courbes, qui se trouvent développés dans mon Mémoire de 1907, deviennent tout de suite clairs en regardant la planche.

Nous ne nous en occupons pas davantage, mais recommandons aux mathématiciens de retrouver les propriétés de ces remarquables courbes par des procédés analytiques rigoureux.

Christiania, janvier 1913.

UN NOUVEAU GENRE DE SPECTROSCOPE

PAR

Emile SCHÆR

Astronome adjoint à l'Observatoire de Genève

Au mois d'avril 1912, en essayant une série de prismes de 60° et de 35 mm. de côté, dans l'intention de construire un spectroscope à prismes objectifs destiné à l'observation d'éclipses de soleil, j'ai remarqué que le spectre présentait souvent des bandes et des lignes plus ou moins nettes, mais dont je ne pouvais tout d'abord expliquer la provenance.

J'avais placé sur une table, un, puis deux, et finalement cinq prismes, dans le but de déterminer approximativement la longueur du spectre solaire. Je projetais le soleil sur les prismes avec un miroir plan en verre argenté, et les rayons dispersés étaient recueillis par un objectif qui en formait une image sur un écran en papier ; le miroir tenu seulement à la main était la partie la moins stable de l'appareil et pouvait prendre toutes les positions imaginables. Il arriva alors quelquefois qu'au lieu d'un spectre continu, comme cela aurait dû être, il se produisit les bandes et lignes dont il est question plus haut.

Je finis par trouver que ce phénomène inattendu se produisait d'autant plus nettement que les rayons du soleil frappaient la surface du cinquième prisme sous un angle d'incidence de plus en plus près d'être rasant ; d'autre part, on sait que les lignes de Fraunhofer ne peuvent se former que dans le cas où la lumière qui traverse les prismes est à rayons parallèles. Il fallait donc que la lumière qui, dans ce cas, était divergente

de 30′ environ, le diamètre du soleil mesurant en moyenne 32′, et frappait le prisme sous un angle d'incidence de près de 90° devînt sensiblement parallèle après la réfraction. Et cela est effectivement le cas. Le verre des prismes est du flint dense de la série F-Para-Mantois. L'indice de réfraction pour la raie D est 1,62. En supposant que la lumière d'un des bords du soleil ait un angle d'incidence de 90° sur la surface du prisme, l'autre bord en formera un de 89° 30′. Les angles de réfraction se calculent simplement par la formule :

$$\frac{\sin i}{\sin r} = n\,; \quad \sin r = \frac{\sin i}{n}. \quad n = 1{,}62$$

ainsi pour

$$i_1 = 90^\circ \qquad r_1 = 38^\circ\ 7'\ \ 5''$$
$$i_2 = 89^\circ\ 30' \qquad r_2 = 38^\circ\ 6'\ 58''$$

On voit donc que pour une différence d'angle d'incidence de 30′, la différence des angles de réfraction n'est que de 7″ ; ce qui veut dire que les rayons réfractés sont sensiblement parallèles. Les quatre premiers prismes, seuls, doivent être placés au minimum de déviation, tandis que le cinquième ne l'est pas. Au contraire, la lumière le traverse même d'une manière assez irrégulière, les angles d'incidence et de réfraction étant les suivants, faciles à calculer :

$$i_1 = 90^\circ. \qquad r_1 = 38^\circ\ 7'\,; \qquad r_2 = 21^\circ\ 53' \qquad i_2 = 34^\circ\ 00'.$$

Les rayons qui traversent le prisme arrivent sur la seconde surface sous un angle $r_2 = 21°53'$ et quittent le prisme sous un angle $i_2 = 34°\ 00'$ restant parallèles entre eux pour les mêmes longueurs d'onde naturellement. Il est évident que la dispersion a déjà lieu dans le cinquième prisme, et que les autres ne font que l'agrandir.

La figure 1 représente un appareil à quatre prismes qui a servi pour faire les photographies du spectre solaire (fig. 2).

I, II, III, IIII, reproduites dans la figure 2 sont les prismes. M est le miroir plan qui n'est là que pour permettre l'emploi de plusieurs prismes. Aucune lumière parasite ne doit entrer dans l'appareil ; c'est pour cette raison que j'ai placé dans le trajet des rayons une large fente spectrale F, dont l'ouverture

maximum, vue du coin du prisme IIII, est de 30′ pour laisser passer l'image entière du soleil. L'objectif O a une longueur focale de 1 m. 50.

Quand on a réussi à placer les prismes dans la position convenable (ce qui n'est pas très facile) on obtient un spectre d'une pureté parfaite et qui n'est aucunement inférieur à celui produit par un spectroscope habituel à égale dispersion. La finesse et la netteté des lignes sont tout-à-fait remarquables et ne sont jamais troublées par des lignes longitudinales de poussière. Il est possible de voir des lignes brillantes à différents endroits, entre autres une vers le milieu de D_1 et D_2 du sodium, et qui ne peuvent pas être interprétées comme étant de simples contrastes entre des lignes sombres de Fraunhofer.

Les photographies du spectre solaire (fig. 2), a, b, c, d, s'étendent de l'ultra-violet jusqu'au rouge: elles ne contiennent pas toutes les lignes que décèle l'observation visuelle. La distance focale de l'objectif employé n'est pas encore suffisante pour la séparation photographique, bien que le rapport entre cette distance focale et l'ouverture utilisée soit égal à 60.

Le grain des plaques et une légère erreur de mise au foyer, rendent très vite les épreuves photographiques inférieures à la perception visuelle.

Quant à l'intensité lumineuse, elle ne me semble pas inférieure à celle du spectroscope habituel. A première vue, on pourrait admettre que la plus grande partie de la lumière est perdue par réflexion, d'autre part la quantité totale qui entre par une ouverture de 30′, ou de 0,872 mm., dans l'appareil d'essai est énorme par rapport à celle qui entrerait dans une fente de 0,03 mm. (ouverture moyenne) du spectroscope habituel.

Quoi qu'il en soit, il me semble intéressant de faire remarquer que la lentille collimatrice et même la fente jusqu'à un certain point, ne sont pas indispensables dans la construction du spectroscope.

Il est évident que la lumière solaire peut être remplacée par une source lumineuse quelconque.

Genève, le 9 mars 1913.

COMPTE RENDU DE LA SÉANCE

DE LA

SOCIÉTÉ SUISSE DE CHIMIE

tenue à Lausanne le 1er mars 1913

Présidents : M. le Prof. Fr. Fichter (Bâle)
M. le Prof. O. Billeter (Neuchâtel)
Secrétaire : M. le Dr G. von Weisse (Lausanne)

A. Bach. Conférence sur les ferments oxydants et réducteurs et leur rôle dans le processus de la respiration. — A. Kaufmann. Recherches sur les alcaloïdes des quinquinas. — F. Kehrmann. Sur les dérivés nitrés de la thiodiphénylamine. — F. Ephraim. Mesures de l'énergie des valences accessoires. — G. Baume et W. Borowski. Recherches sur quelques systèmes binaires volatils. — H. Rupe. Sur l'acétylénure de cuivre. — E. Baur. Sur la genèse des hydrates de carbone. — A. Küng. Sur la bétonicine et la turicine et leur synthèse. — E. Briner et A. Kuhne. Sur la transformation subie par le carbure de calcium chauffé. — E. Ferrario. Etude de la réaction de Grignard. — E. Durand et E. Briner. Conditions de formation des acides nitreux et nitrique à partir des oxydes d'azote et de l'eau. — O. Billeter et M. de Montmollin. Sur la polymérisation de l'éthylène. — P. Dutoit. Sur une cause d'erreurs dans les analyses par volumétrie physico-chimique. — R. Mellet. L'acide 6-sulfo-β-naphtol-azo-m-oxy-benzoïque comme indicateur.

A. Bach (Genève) fait une conférence sur les *ferments oxydants et réducteurs et leur rôle dans le processus de la respiration.* Le texte en a déjà paru in extenso dans ce journal[1].

Les communications scientifiques suivantes sont présentées :

A. Kaufmann (Genève). — *Recherches sur les alcaloïdes des quinquinas.*

Il résulte des examens physiologiques que la *seconde moitié* de la molécule de la quinine provoque les mêmes phénomènes dans l'organisme que les alcaloïdes des quinquinas. Les vues énoncées par l'auteur[2] sur les groupements atomiques nécessaires

[1] A. Bach, *Arch. des Sc. phys. et nat.*, 1913 (4), t. 35, p. 240.
[2] *Berichte*, 1913, **46**, 57.

à l'effet de la quinine ont été confirmées par l'expérience physiologique exécutée avec les produits artificiels. L'entrée du groupe amino dans la chaîne des quinolyl-cétones donne naissance à des corps dont l'action physiologique est identique à celle de faibles doses de quinine ou de dérivés de l'adrénaline.

Les cétones agissent en général moins énergiquement que les alcools correspondants. Le groupe méthoxyle en position *para* du noyau quinolique rend la substance plus efficace et paraît lui conférer une action spécifique contre la malaria.

F. Kehrmann, Nossenko et Ringer. — *Les dérivés nitrés de la thiodiphénylamine.*

Les dérivés nitrés de la thiodiphénylamine (I) ne sont connus jusqu'à présent que d'une façon très incomplète. Lorsqu'on traite la substance par l'acide nitrique, on n'obtient que des sulfoxydes nitrés, corps jaunes, cristallisables. La constitution de deux seulement d'entre eux est exactement déterminée. Ce sont le dérivé mononitré 3 (II) et le dérivé dinitré 3.6 (III). Toutes les tentatives faites dans le but d'enlever l'oxygène du groupe SO, sans attaquer en même temps les groupes NO_2, ont échoué.

NH — S (I)   NH — SO — NO_2 (II)

NH — SO — NO_2, NO_2 (III)   NH — S — NO_2, NO_2 (IV)

Le seul dérivé nitré de la thiodiphénylamine qui soit connu est le dérivé 1.3 (IV). On l'obtient synthétiquement à partir de l'o-amino-thiophénol en le condensant avec le chlorure de picryle :

NH_2, SH + Cl, NO_2, NO_2, NO_2 = NH, NO_2, S, NO_2 + HNO_2 + HCl

Il forme des paillettes brillantes, rouge-foncé, se dissolvant dans l'alcool en rouge et dans la soude alcoolique en violet.

En poursuivant d'autres recherches synthétiques, l'auteur a eu récemment l'occasion de rencontrer, en collaboration avec Mlle Nossenko et M. Ringer, plusieurs autres dérivés nitrés du même corps.

La 1-nitro-thiodiphénylamine (V) a été obtenue en condensant l'o-amino-thiophénol avec le dinitro-chloro-benzène. C'est une substance qui forme des paillettes d'un noir violacé, solubles en violet dans la soude alcoolique.

NH NO_2 — S — V

NO_2 NH NO_2 — S — VI

NH NO_2 — S — VII

Cl NH NO_2 — S — VIII

La dinitro-thiodiphénylamine 3.6 (VI) a été obtenue de deux manières différentes : soit par l'action du nitrite de soude sur la thiodiphénylamine en solution acétique, soit en traitant son sulfoxyde par un mélange d'acide acétique et d'acide chlorhydrique. Elle forme de belles aiguilles rouge-brun avec reflets métalliques verts ; elle se dissout dans l'alcool en rouge avec fluorescence jaune, dans la soude alcoolique en vert.

La 3-nitro-thiodiphénylamine (VII) s'obtient par réduction de son sulfoxyde par l'alcool éthylique en solution sulfurique. Elle forme de petits grains violet-noir, se dissolvant dans l'alcool en rouge-orangé et dans la soude alcoolique en bleu-grisâtre.

Lorsqu'on fait réagir l'acide chlorhydrique, en solution acétique, sur le même sulfoxyde, on obtient la 6-chloro-3-nitro-thiodiphénylamine (VIII) en prismes brun-foncé, solubles dans la soude alcoolique en bleu. La trinitro-thiodiphénylamine 1.3.6 (IX), (prismes noirs, solubles en rouge dans l'alcool, en bleu dans la soude alcoolique), se forme lorsqu'on traite le dérivé dinitré 1.3 par le nitrite de soude en solution acétique.

NO_2 NH NO_2 NO_2 — S — IX

NO_2 NO_2 NH NO_2 NO_2 — SO — X

NK

NO_2 NO_2

S

XI

Le tétra-nitro-sulfoxyde de S. Smiles (X) a jusqu'ici résisté à toutes les tentatives de réduction du groupe SO.

Les sulfoxydes nitrés se dissolvent dans les alcalis en rouge ou en orangé. Ceux qui ont une structure symétrique donnent des sels potassiques peu solubles dans l'eau et cristallisant très bien (XI), tandis que les sels des dérivés asymétriques n'ont pas pu être obtenus à l'état solide.

F. Ephraim (Berne). — *Mesures de l'énergie des valences accessoires.*

L'auteur a mesuré les températures de décomposition d'une série de sels complexes ammoniaco-métalliques à une pression de 500 mm. Il a constaté que la racine cubique de T_{500}, multipliée par la racine cubique du volume atomique du métal (v), donne une constante (13,8 pour les hexammines et les pentammines). En se basant sur cette constante et sur le volume atomique, il a recalculé les températures T_{500}. Les différences entre les valeurs observées et les valeurs calculées sont regardées comme erreurs d'expérience. L'auteur considère le cas du cadmium comme une exception.

Métal	Volume atomique (v)	T_{500}	$\sqrt[3]{T} \cdot \sqrt[3]{v}$	T_{500} calculé
Ni	6,6	398	13,8	400
Co	6,8	379	13,7	388
Fe	7,1	369	13,8	370
Cu	7,1	366	13,8	370
Mn	7,4	340	13,6	355
Zn	9,2	299	13,9	286
Cd	12,9	324	16,1	370

L'auteur prend la température de décomposition comme étalon de la grandeur d'affinité. Il explique, à l'aide de la théorie de Stark, les relations qui peuvent exister entre le volume atomique et l'affinité. Par contre, la théorie d'Abegg et Bodländer n'est pas confirmée par l'expérience.

La constante $\sqrt[3]{T} \cdot \sqrt[3]{v}$ étant la même pour les hexammines et les pentammines, la dissociation aura une marche analogue dans ces deux classes de corps. Pour les tétrammines, la constante a, en revanche, une valeur différente.

On obtient les tétrammines et autres ammines intermédiaires plus difficilement par voie synthétique que par la décomposition des hexammines. Pourtant ce dernier procédé est compliqué par la formation de solutions solides ou même sursaturées. Néanmoins l'auteur a constaté l'existence d'un grand nombre de produits de décomposition. Il est intéressant de constater que ces corps présentent des compositions analogues toutes les fois que leurs modules de tension ont des valeurs identiques.

G. BAUME et W. BOROWSKI (Genève). — *Recherches sur quelques systèmes binaires volatils : formation du chlorure de méthyle.*

On admet aujourd'hui que toute réaction dite de *substitution* doit être précédée de la formation d'un composé d'addition entre les substances réagissantes : les méthodes de l'analyse thermique permettent souvent, ainsi que l'a montré Ph.-A. Guye[1], de déceler, par les maximum de la courbe de fusibilité, l'existence de ces combinaisons intermédiaires, nécessairement peu stables puisqu'elles doivent se décomposer aisément dans les conditions mêmes où elles peuvent prendre naissance. Les belles recherches expérimentales de Guye, Wroczynski et Tsakalotos, celles de Schmidlin et Lang, Menschutkin, etc., dans lesquelles un grand nombre de systèmes d'une réelle importance ont été étudiés avec tout le soin désirable, ont prouvé la fertilité de ces méthodes au point de vue de l'étude du mécanisme des échanges atomiques.

Après avoir rappelé que la simplicité des molécules mises en œuvre dans l'étude des systèmes gazeux lui a permis, en collaboration avec MM. F. Perrot et G.-P. Pamfil, d'examiner les problèmes précédents sur des exemples élémentaires, M. Baume rend compte des observations qu'il a faites en étudiant avec M. W. Borowski la formation du chlorure de méthyle à partir de CH_3OH et de HCl, et que l'on peut réunir aisément à l'aide de la classification récente des phénomènes de catalyse[2] : ceux-ci se divisent, en effet, en phénomènes de *catalyse chimique*, dans lesquels le catalyseur forme une combinaison d'addition instable avec les substances dont il facilite ou provoque la réaction, et en phénomènes de *catalyse physique*, où le rôle du catalyseur revient à

[1] Ph.-A. Guye, *Journ. Chim. phys.* 1910, **8**, 119.

[2] G. Baume, *Arch. Sc. Phys. et Nat.* 1912 (4), **33**, 415.

élever *artificiellement* et *localement* la température ou la pression du système, et à réaliser par suite un état de choses qu'une variation de température ou de pression seule permettrait d'obtenir sans son intervention.

Dans une première série d'essais, les auteurs se sont proposé de définir le rôle des catalyseurs tels que $ZnCl_2$ et H_2SO_4 employés dans la préparation de CH_3Cl à partir de CH_3OH et de HCl. Ils n'ont pu déceler par l'analyse thermique la formation de la combinaison triple dont on peut supposer l'existence dans le premier stade de ces réactions, en raison de la viscosité considérable des mélanges, conduisant par abaissement de température à de véritables *verres* infiniment visqueux. Mais l'existence de cette viscosité, jointe aux phénomènes de solubilité et aux phénomènes thermiques observés dans l'étude du système triple (CH_3OH — HCl — $ZnCl_2$) ou (CH_3OH — HCl — H_2SO_4), permet de conclure à l'existence probable des combinaisons ternaires que l'on peut y supposer. L'existence d'une combinaison d'addition (CH_3OH + HCl) observée au cours d'un travail antérieur [1] entre l'alcool méthylique et l'acide chlorhydrique en l'absence du catalyseur, permet de considérer celle-ci comme le premier stade de la formation directe de CH_3Cl à partir de CH_3OH et HCl : on constate en effet qu'en faisant passer dans un tube chauffé à 300° un mélange de CH_3OH et de HCl, il y a formation d'une petite quantité de chlorure de méthyle.

Etant donné ce résultat, l'influence d'un catalyseur physique, tel que le charbon de noix de coco, doit accélérer notablement la formation de CH_3Cl, ce que l'expérience a pleinement confirmé : en faisant passer dans deux tubes de verre de mêmes dimensions, l'un vide et l'autre contenant du charbon de coco, des quantités voisines d'un mélange équimoléculaire de CH_3OH et de HCl dans des conditions identiques, le rendement en CH_3Cl a été considérablement accrû (plus que décuplé) par l'emploi du charbon de coco.

Au cours de ces recherches, les auteurs ont été amenés en outre à étudier les courbes de fusibilité des systèmes binaires suivants :

$$CH_3Cl - HCl \ , \quad CH_3Cl - CH_3OH \ . \quad CH_3OH - H_2O \ .$$

Ceux-ci, encore inconnus ou incomplètement étudiés, leur ont permis de compléter la série des systèmes binaires caractéristiques de l'équation de formation du chlorure de méthyle.

H. Rupe (Bâle). *Sur l'acétylénure de cuivre.*

L'auteur a réussi à préparer, d'après une nouvelle méthode, une modification de l'acétylénure de cuivre qui présente les carac-

[1] G. Baume et G.-P. Pamfil. *C. R.*, **151**, 1905.

tères d'un bon explosif. La fulmination, accompagnée d'une forte détonation, peut être provoquée, sur de faibles quantités de substance, par le contact de traces d'acide azotique, ou de vapeurs de chlore ou de brome. L'iode n'a pas d'effet. Des échantillons d'acétylénure de cuivre, préparés par les anciennes méthodes, ne subissent dans ces conditions que de légères conflagrations.

E. Baur (Zurich). — *Sur la genèse des hydrates de carbone.* Dans les fruits verts on trouve un certain nombre d'acides, tels que les acides oxalique, formique, glycolique, malique, citrique. En mûrissant, ces fruits perdent leurs acides et deviennent sucrés. D'après Liebig, ces acides se transforment en sucre. Cette idée fut, plus tard, abandonnée et de nos jours on admet généralement qu'il n'y a pas, dans les plantes vertes, d'autre intermédiaire entre l'acide carbonique et les hydrates de carbone que l'aldéhyde formique.

Or, dans l'échelle des réductions se trouvent, entre l'aldéhyde formique et l'acide carbonique, des intermédiaires qui sont justement représentés par les acides aliphatiques que l'on trouve de préférence dans les plantes, ainsi qu'on peut le voir par le schéma suivant :

CO_2	$(CO_2)H$	$(CO_2)H_2$	$(CO_2)H_3$	$(CO_2)H_4$
ac. carboniq.	ac. oxalique	ac. formique ac. glyoxylique	ac. glycolique ac. malique ac. citrique	hydrates de carbone

L'auteur se propose de démontrer que les acides cités sont liés entre eux et avec la formaldéhyde par des réactions simples, qui s'effectuent dans les conditions physiologiques, c'est-à-dire à la température ordinaire et en solution aqueuse diluée.

L'acide oxalique étant le plus proche voisin de l'acide carbonique, il est probablement le produit immédiat de l'action réductrice de la lumière. L'acide oxalique étant donné, les autres substances en dérivent par les procédés suivants :

L'acide oxalique donne naissance à l'acide formique par la réaction connue :

$$C_2O_4H_2 = CO_2H_2 + CO_2$$

L'acide formique se décompose sous l'action catalytique du noir de platine suivant l'équation :

$$CO_2H_2 = CO_2 + H_2$$

L'hydrogène ainsi développé est capable de réduire l'acide oxalique en acide glycolique :

$$C_2O_4H_2 + 2CO_2H_2 = CH_2OH.COOH + 2CO_2 + H_2O$$

Enfin, l'acide glycolique se décompose sous l'influence de la lumière en présence de sels d'urane, de fer ou de cuivre, de la façon suivante :

$$CH_2OH.COOH = CH_2O + CO_2H_2$$

La formaldéhyde peut être condensée en sucre par des procédés connus.

En réunissant les réactions ci-dessus on obtient l'équation :

$$2C_2O_4H_2 = {}^1/_6 C_6H_{12}O_6 + H_2O + 3CO_2$$

Cette transformation développe 23,000 cal.

Les acides malique et citrique sont des produits de condensation de l'acide glycolique :

$$2CH_2OH.COOH = COOH.CH_2.CHOH.COOH + H_2O$$
$$COOH.CH_2.CHOH.COOH + CH_2OH.COOH$$
$$= (COOH.CH)_2.COH.COOH + H_2O$$

L'auteur a obtenu le citrate de chaux en traitant le glycolate et le malate de chaux par un excès d'hydrate de calcium. Il parait que la fonction biologique de ces deux acides est d'emmagasiner l'acide glycolique.

Les hydrates de carbone étant des dérivés de ce dernier acide, on conçoit facilement que dans l'organisme animal le sucre puisse provenir du glycocolle, produit intermédiaire de la digestion des substances protéiques, qui se transforme en acide glycolique dans le foie. L'acide formique, qui prend naissance en même temps, est sans doute brûlé, de sorte qu'on est amené, pour la formation des sucres dans l'organisme animal, à l'équation :

$$6CH_2OH.COOH + 3O_2 = C_6H_{12}O_6 + 6CO_2 + 6H_2O$$

Plusieurs dérivés aminés des acides aliphatiques hydroxylés qu'on trouve dans les plantes sont des constituants des substances protéiques.

S'il est prouvé que ces acides sont les corps intermédiaires dans la formation des hydrates de carbone, il s'ensuit qu'ils sont en même temps les points de départ pour la synthèse des substances protéiques.

A. Küng (Soleure). — *Sur la bétonicine et la turicine et leur synthèse.*

La *Betonica officinalis*, et probablement la *Stachys silvatica*, renferment des bases bétaïniques, que MM. Schulze et Trier ont découvertes et isolées à l'état de chlorhydrates difficilement solu-

bles dans l'alcool absolu. Ces savants ont donné à ce produit le nom de *bétonicine* et ce n'est que dans la suite qu'ils reconnurent qu'il constituait un mélange de plusieurs bases.

En traitant l'oxyproline (produit d'hydrolyse de la gélatine) par l'iodure de méthyle et par un alcali en solution diluée dans l'alcool méthylique, l'auteur a obtenu un mélange de bases identique à la bétonicine de Schulze et Trier.

```
       CH2 — CH2                              CH2 — CH2
  H     |      | H                        H     |      | H
   \   C       C/         + CH3I  →        \   C       C/
(?)HO/   \    / \COOH                  (?)HO/   \    / \CO
           NH                                     N————O
                                                 /  \
                                              CH3   CH3
      Oxyproline                              Oxyproline-bétaïne
                                           (Bétonicine et Turicine)
```

Pour constater cette identité, il lui a fallu procéder à la séparation des bases naturelles. Il a pu l'effectuer à l'aide de l'alcool bouillant. Pour l'un des constituants du mélange (base facilement soluble dans l'alcool, lévogyre et dont le chlorhydrate est difficilement soluble), l'auteur conserve le nom de *bétonicine*. Pour l'autre (isomère du premier, dextogyre, moins soluble dans l'alcool) il propose le nom de *turicine*.

Le mélange synthétique, soumis au même traitement, a donné les deux mêmes bases, dont les dérivés sont également identiques à ceux des bases naturelles.

Ces deux bases se rangent dans la classe des bétaïnes végétales, à côté de la bétaïne, de l'hypaphorine et de l'hercynine. Elles se forment à partir des acides aminés correspondants par méthylation à l'azote.

E. Briner et A. Kuhne (Genève). — *Sur la transformation subie par le carbure de calcium chauffé.*

Cette transformation a été observée déjà par plusieurs chimistes. En particulier, M. le Dr Friderich, ancien directeur d'une usine de cyanamide calcique, a signalé que lors de la formation de la cyanamide, la quantité de carbone mise en liberté est toujours supérieure à la valeur théorique, ce qui dénote bien une décomposition du carbure lui-même.

Pour expliquer cette transformation, MM. Bredig, Fraenkel et Wilke[1] invoquent une décomposition des hydrocarbures occlus dans le carbure; MM. Erlneim, Warth et Beutner[2] concluent de

[1] *Zeitschr. f. Elektrochem.*, t. 17, 1911, p. 177.

[2] *Ibid.*, t. 93, 1907, p. 608.

leurs essais à la formation d'un sous-carbure de calcium, qu'ils n'ont pas isolé et dont ils n'indiquent pas la composition ; selon eux, ce sous-carbure serait un produit intermédiaire dans la transformation du carbure en cyanamide.

Il résulte des expériences des auteurs que :

1° le carbure chauffé à 900° en vase clos subit bien une transformation avec mise en liberté de carbone ;

2° il ne se forme pas de sous-carbure, du moins en quantité appréciable ;

3° la transformation consiste en une décomposition pure et simple du carbure en ses éléments carbone et calcium.

Quant à l'interprétation théorique, d'après la valeur négative trouvée par de Forcrand[1] pour la chaleur de formation de CaC_2, il faudrait attribuer la décomposition de ce corps à la rétrogradation en leurs éléments que subissent les composés endothermiques (par exemple oxyde d'azote, acétylène, carbures de fer, de nickel, etc.) lorsque la température s'abaisse. Mais des mesures plus récentes semblent montrer que CaC_2 est faiblement exothermique, en sorte que sa décomposition est assimilable à la dissociation éprouvée par les composés exothermiques chauffés et, à ce titre, elle devrait être d'autant plus rapide et plus complète que la température s'élève davantage.

Les auteurs poursuivent l'étude cinétique de cette réaction parallèlement à celle des transformations d'autres carbures métalliques, en des régions de température bien déterminées.

E. Ferrario (Genève). — *Etude de la réaction de Grignard.*

L'auteur s'est attaché à trouver des méthodes générales de préparation des corps correspondants aux formules suivantes, dans lesquelles $R = CH_3-, C_2H_5-, C_6H_{11}-, C_6H_5-$, etc.

I	II	III
$R-C{=O \atop -H}$	a) $R-CHOH-CH_2-CH=O$	a) $R-CH=CH-CHOH-CH_2COOH$
	b) $R-CH=CH-CH=O$	b) $R-CH=CH-CH=CH.COOH$

On obtient les corps de la première série par l'action des dérivés organomagnésiens sur la formanilide ; ceux de la deuxième série par l'action de l'iodacétal

$$\left(I-CH_2-CH{\diagup OC_2H_5 \atop \diagdown OC_2H_5}\right)$$

[1] *C. R.*, t. 120, 1895, p. 682.

[2] Guntz et Bassett. *Ibid.*, t. 140, 1905, p. 140.

sur les aldéhydes (I) en présence d'éther et de magnésium : et enfin les acides (III) par l'action de l'éther monobromacétique sur les aldéhydes (*b*) en présence de magnésium.

Par exemple, avec le bromobenzène l'auteur a préparé : l'aldéhyde benzoïque, l'aldéhyde cinnamique et les acides β-cinnamyl-β-oxypropionique et β-cinnamyl-acrylique.

Il continue cette étude.

E. Durand et E. Briner (Genève). — *Conditions de formation des acides nitreux et nitrique à partir des oxydes d'azote et de l'eau.*

Les auteurs ont étudié l'action de la température sur l'équilibre des acides nitreux et nitrique formés à partir des oxydes d'azote et de l'eau. Ils avaient déjà montré que les réactions

$$\text{(I)} \quad N_2O_3 + H_2O \rightleftharpoons 2NO_2H$$
$$\text{(II)} \quad 2NO_2 + H_2O \rightleftharpoons NO_2H + NO_3H$$
$$\text{(III)} \quad 3NO_2H \rightleftharpoons 2NO + H_2O + NO_3H$$

étant équilibrées, les phases aqueuses renferment en solution, dans le cas général, NO_2, N_2O_3, NO, NO_2H et NO_3H.

En traitant N_2O_3 par un grand excès d'eau, on peut prévoir que la réaction (III) sera prédominante et les quantités de N_2O_3 dissoutes deviennent négligeables en raison de la réaction (I). Cependant, il existe toujours dans le liquide aqueux, même avec un grand excès d'eau, du N_2O_3 libre qui colore la solution en bleu. Lesauteurs, ne pouvant doser avec précision les proportions de NO et N_2O_3 dissous, se sont bornés à déterminer le rapport

$$\frac{NO_2H}{NO_3H}.$$

En vertu du principe du déplacement de l'équilibre, la réaction (III), dont la tonalité thermique est connue et égale à —18,3 Cal., doit s'effectuer dans le sens endothermique lorsque la température croît.

Les expériences confirment ces conclusions et les auteurs communiquent quelques-uns de leurs résultats :

Température de l'essai :	0°	17°	30°	40°
Rapport moléculaire $\frac{NO_2H}{NO_3H}$:	1,54	1,32	1,02	0,76

L'élévation de température favorise donc bien la décomposition de NO_2H.

O. Billeter et M. de Montmollin (Neuchâtel). — *Sur la polymérisation de l'éthylène.*

Une polymérisation de l'éthylène par voie chimique n'a pas été observée jusqu'ici.

L'éthylène ne se polymérise pas avec l'acide sulfurique (Butlerow et Goriaïnow). Par contre, il y a polymérisation sous l'influence de l'effluve (Losanitsch et Fowitschitsch), d'une température élevée aidée d'une forte pression (Ipatiew), des rayons ultraviolets (D. Berthelot et H. Gaudechon ; Marc Landau).

Le liquide huileux qui se forme en petite proportion lors de la préparation de l'éthylène par l'alcool et l'acide phosphorique (d'après Newth qui l'a du reste déjà observé) se compose en majeure partie de polymères de l'éthylène. Pour en obtenir de plus grandes quantités, il faut opérer dans des vases en verre de quartz. Dans du cuivre la polymérisation ne se produit point. L'étude de la composition assez compliquée du liquide en question n'a fait que commencer.

P. Dutoit (Lausanne). — *Sur une cause d'erreurs dans les analyses par volumétrie physico-chimique.*

Il arrive que certaines courbes de précipitation présentent un point d'inflexion très net, indice certain de la fin d'une réaction, mais que la position de ce point soit anormale. En d'autres termes, une molécule de la substance à analyser ne réagit pas avec un nombre simple et entier de molécules du réactif. Ce phénomène se présente par exemple lors du titrage des sels de quelques métaux lourds par le sulfure de sodium ; des tartrates, malates, succinates par les sels de baryum et de lanthane en solution alcoolique ; des sels de cuivre par les hyposulfites.

La cause de ce phénomène réside généralement dans la formation de sels doubles, de solutions solides ou de complexes. La volumétrie physico-chimique permet dans ces cas de fixer la nature de ces réactions accessoires.

Ainsi, par exemple, M. Pierre Dutoit a étudié le titrage des sels de cuivre par les hyposulfites et a pu prouver que les anomalies de ces titrages sont dues à la formation d'ions complexes

$$(xCu_2S_2O_3, yNa_2S_2O_3)^{(2y-x)}$$

et non pas à la formation de sels doubles, ou de solutions solides, comme on l'admettait jusqu'ici.

D'autres recherches sont poursuivies pour élucider les diverses réactions qui donnent lieu à des anomalies lors d'un titrage par volumétrie physico-chimique.

R. Mellet (Lausanne). — *L'acide 6-sulfo-β-naphtol-azo-m-oxybenzoïque comme indicateur.*

L'auteur a continué l'étude de l'indicateur qu'il a découvert en 1910, étude dont les premiers résultats furent publiés dans la *Chem. Zeitung* (1910, p. 1073) et dans le *Moniteur scientifique* (1911, p. 576).

Comme il a été dit précédemment, cet indicateur donne avec les acides une solution rouge-orangé et avec les alcalis une solution bleu-violet, mais un excès de base forte le fait virer de nouveau au rouge-cerise.

Le nouvel indicateur a été examiné au moyen de l'échelle de Salm (*Zeitschr. f. phys. Chem.*, 57, 1907, p. 480) constituée par des solutions-types de concentrations en ions H déterminées. Cet examen a montré que le premier virage se produit entre les solutions 10^{-7} norm. H et 10^{-8} norm. H, et le second virage entre les solutions 10^{-12} norm. H et 10^{-13} norm. H. Le premier virage correspond donc à celui du tournesol.

Quant au second virage, il a lieu lorsque la solution est déjà sensiblement alcaline. En préparant des solutions-types analogues à celles de Salm, mais plus rapprochées les unes des autres au point de vue de leur concentration en ions H (10^{-11}, $10^{-11,1}$, $10^{-11,2}$ et jusqu'à 10^{-13} norm. H), l'auteur a reconnu que l'apparition d'une faible teinte rosée dans une solution colorée en violet correspond à la concentration $10^{-11,9}$ norm. H, c'est-à-dire à une solution de KOH environ $\frac{\text{norm.}}{100}$. Cette concentration en ions H se trouve réalisée lorsqu'on ajoute 1 à 2 gouttes de KOH ou de NaOH norm. à un volume restreint d'une solution de base faible ou de sel à réaction alcaline.

Il est donc possible d'utiliser ce point de virage pour le titrage de certaines substances neutres ou faiblement alcalines, et spécialement de sels fortement hydrolysés. L'opération doit se faire en présence d'un témoin.

L'auteur a déjà étudié avec succès ce genre de titrages dans les cas suivants :

Titrage de :	*Le virage rosé correspond à la formation complète de :*
Na^2HPO^4	Na^3PO^4
$NaHCO^3$	Na^2CO^3
$Na^2B^4O^7$ ou H^3BO^3	$NaBO^2$
Sels ammoniacaux	NH^4OH
Sels de Mg	$Mg(OH)^2$
Sels de Pb	$Pb(OH)^2$, etc.

Il est des cas de mélanges où cette méthode de titrage offre un avantage tout à fait spécial. On peut par exemple titrer assez exactement :

$NaHCO^3$	mélangé à une quantité indéterminée de	Na^2CO^3
$Mg SO^4$	» » » » »	H^2SO^4
$Pb (C^2H^3O^2)^2$	» » » » »	$C^2H^4O^2$, etc.

Les résultats obtenus ne sont pas absolument rigoureux, mais parfaitement satisfaisants et même supérieurs à ceux de beaucoup de titrages qui sont considérés comme suffisamment exacts pour la pratique.

COMPTE RENDU DES SÉANCES

DE LA

SOCIÉTÉ DE PHYSIQUE ET D'HISTOIRE NATURELLE DE GENÈVE

Séance du 20 février 1913

L. Duparc et ses élèves. 1) Sur la séparation du palladium d'avec les métaux du groupe du platine, et sur l'analyse des minerais de platine. — 2) Sur l'action de l'acide chlorhydrique chaud à 5 % sur quelques terres rares après désagrégation avec le carbonate de sodium. — 3) La précipitation quantitative du magnésium. — 4) Les méthodes d'insolubilisation de la silice. — Th. Tommasina. La vitesse de la lumière et la constante de gravitation ne peuvent pas être des constantes absolues.

M. le prof. Louis Duparc présente les communications suivantes, relatives à des travaux faits dans son laboratoire et à son instigation :

1° M. Wunder et V. Thuringer. — *Sur la séparation du palladium d'avec les métaux du groupe du platine, et sur l'analyse des minerais de platine.*

Le palladium peut être séparé quantitativement d'une solution chlorhydrique très faible par addition à chaud d'une solution aqueuse de diméthyl-glyoxyme.

L'analyse complète des minerais de platine se fait ainsi :

Attaque par l'eau régale qui laisse les osmiures insolubles.

Précipitation simultanée et quantitative du platine et de l'iridium comme chloroplatinate et chloroiridate, puis calcination, et extraction du platine par l'eau régale faible. Précipitation dans la solution filtrée du palladium et de l'or par le diméthyl-glyoxyme, calcination, redissolution du résidu dans l'eau régale précipitation de l'or par l'acide oxalique, puis après séparation de l'or précipitation du palladium à nouveau par le diméthyl-glyoxyme.

La solution contenant le rhodium et le cuivre est réduite par le zinc, le rhodium et le cuivre sont précipités. Après calcination le cuivre est extrait par l'acide nitrique et dosé comme à l'ordinaire, enfin le fer reste dans la solution filtrée du rhodium et du cuivre

2° M. Wunder et A. Schapira. — *Sur l'action de l'acide chlorhydrique chaud à 5 % sur quelques terres rares après désagrégation avec le carbonate de sodium.*

Ces messieurs ont trouvé que les oxydes de thorium et de cérium après calcination avec Na_2CO_3 sont complètement insolubles, ceux de lanthane et de dydime sont entièrement solubles, celui d'erbium l'est partiellement. Ces messieurs ont aussi séparé le wolfram d'avec le dydime, le thorium, le cérium et le lanthane en calcinant préalablement leurs oxydes, et les fondant avec le carbonate de sodium pendant 20 minutes. La masse fondue est reprise par l'eau, la solution filtrée. Le wolfram passe entièrement en solution, les terres rares restent sur le filtre et peuvent être séparées ultérieurement.

3° M. Wunder et C. Schuler ont étudié la *précipitation quantitative du magnésium* comme phosphate ammonaco-magnésium et arséniate, en opérant sous toutes les conditions possibles de concentration relative, à des températures variables et avec le phosphate de soude, le phosphate d'ammoniaque, le sel de phosphore et les arséniates correspondants. Ils sont arrivés à une série de conclusions intéressantes dont la plus importante est que sous certaines conditions spéciales qu'ils ont précisé, le dosage comme arséniate est aussi parfait que celui comme phosphate.

4° M. Wunder et Suléiman ont étudié les *méthodes d'insolubilisation de la silice* dans l'analyse des silicates. Ils ont opéré successivement avec les acides chlorhydrique, nitrique et sulfurique, dans des conditions absolument comparables, et trouvé qu'avec l'acide nitrique l'insolubilisation est aussi parfaite qu'avec l'acide chlorhydrique. Par contre, elle est incomplète avec l'acide sulfurique. Ils ont également déterminé la solubilité de la silice dans ces divers réactifs, puis étudié la rétention des corps du groupe du fer et de l'alumine par la silice fraîchement précipitée. Les résultats de ces dernières recherches feront l'objet d'une communication ultérieure.

M. Th. Tommasina. — *La vitesse de la lumière et la constante de gravitation ne peuvent pas être des constantes absolues.* — Quarante-troisième Note *sur la physique de la gravitation universelle.*

M. Marcel Brillouin dans un travail intitulé *Propos sceptiques au sujet du principe de relativité*[1], travail que j'examinerai

[1] *Scientia.* VII, vol. XIII N. XXVII, janvier 1913, p. 10-26.

très prochainement, dit : « Ce n'est pas seulement aux électrons et et à la matière que la théorie récente de la relativité interdit de dépasser la vitesse de la lumière dans le vide ; c'est aussi à toute espèce d'ondulation électromagnétique, à toute espèce d'action ou de *signal* de quelque espèce qu'il soit. En particulier la vitesse de propagation de la gravitation doit être non pas infinie comme on l'admet dans tous les calculs classiques fondés sur la loi de Newton, mais inférieure ou au plus égale à celle de la lumière dans le vide ». Avant de terminer cette citation, je rappelle ici que ma théorie établissant que le champ gravitationnel est constitué par le même mécanisme qui propage la lumière en avait déduit que l'action gravitante ne saurait d'aucune façon se propager avec une vitesse plus grande que celle de la lumière dans le vide. Mais, j'avais d'ailleurs déjà montré, dans ma 24me Note de cette série[1], que la vitesse de la lumière n'est pas une constante absolue. La question change donc d'aspect, et étant donné son importance, je crois utile de compléter la précédente démonstration par la Note actuelle.

M. Brillouin continue ainsi : « Cela fait jouer à la vitesse de la lumière le rôle d'une constante universelle au sens le plus vaste de ce mot. N'est-ce pas encore une hypothèse, que la vitesse de la lumière soit la même en tous les points de notre univers, aux confins de la voie lactée comme au voisinage de notre système solaire, dans les autres nébuleuses et dans tous les espaces internébuleux. Certes, c'est une habitude prise depuis longtemps que de la traiter comme telle, mais c'est seulement faute d'avoir mieux à dire ; d'une habitude à un principe, il y a loin ! L'accord est-il donc assez parfait entre les vitesses mesurées à la surface de la terre, et celles déduites des dimensions de l'orbite terrestre, pour que l'on ne puisse conserver aucun doute? Je ne crois pas, ajoute M. Brillouin, qu'on ait jamais imaginé un moyen d'avoir une idée de la vitesse de la lumière dans les espaces célestes. » Or, ma théorie mécanique basée sur la pression des radiations, fournit bien plus qu'une idée, elle fournit le fait même, en établissant que la vitesse de la lumière dans l'espace sidéral n'est pas uniforme, mais uniformément retardée suivant la loi des carrés des distances, de façon que la loi de Newton s'applique non seulement à la gravitation, mais encore à la propagation de la lumière et en général à toutes les radiations. Je résume ma démonstration en quelques lignes : Depuis que la constatation expérimentale de la pression de

[1] Th. Tommasina. Nouveaux apports à la théorie de la lumière Soc. Phys., 1er juillet 1909. *Archives*, IVe Période, t. XXVIII, Septembre 1909, p. 290-293, et *C. R. de l'Acad. des Sc. Paris*, 2me Sem. T. CXLIX, n° 16, p. 627.

la lumière a été faite, la valeur qualitative de ce fait nouveau, indépendemment de toute considération sur les valeurs quantitatives, nous force à admettre que la vitesse doit être fonction de l'intensité du moment que la pression en est la valeur mécanique. Il y a donc amortissement de la vitesse, puisqu'il y a amortissement de l'intensité et de la pression. Le mécanisme de la propagation, qui consiste dans une suite de transmissions successives de pressions, montre que si la pression diminue avec l'intensité il en doit être forcément de même de la vitesse de cette propagation.

Nous allons voir qu'on peut tirer une démonstration confirmant la précédente par quelques considérations que nous fournit la théorie électronique du champ gravitationnel électromagnétique.

Je suppose un point matériel P placé dans l'espace sidéral et sur la droite idéale qui unit le centre de notre soleil au centre du soleil plus rapproché au nôtre, l'étoile α du centaure. J'imagine un plan infini qui contient la droite, il divisera en deux parties égales les deux soleils ainsi que l'espace infini. On observera alors que le point matériel P ne sera immobilisé dans l'espace qu'à la condition que la résultante des pressions d'un côté du plan sur le point P soit exactement égale en force et direction avec celle du côté opposé. On peut considérer une telle égalité comme n'étant jamais atteinte, le point matériel P sera donc en mouvement de translation par effet de la résultante des innombrables pressions de radiation qui agissent sur lui. Quant à la vitesse de P, elle sera fonction de la valeur absolue de la pression de cette résultante. Or, nous nous demandons, cette vitesse pourra-t-elle être une constante? Certainement pas, puisque la résultante est une variable qui dépend du mouvement universel des astres. Modifions maintenant notre hypothèse pour la rapprocher davantage à la réalité de ce qui doit se passer dans le champ gravitationnel qui est le milieu électromagnétique des radiations. Supposons que notre point matériel soit le centre d'un électron et que le déplacement d'un tel centre ne puisse pas sortir de l'électron, celui-ci se trouvant renfermé et à contact avec d'autres électrons qui l'entourent et remplissent complètement l'espace sidéral. Dans ce cas, le point P ne pourra qu'osciller dans une sphère d'action dont le diamètre est celui de l'électron même. Il est évident que le centre de l'électron sera toujours en mouvement, s'il est soumit aux déformations que l'électron ne cesse jamais de recevoir de l'activité du milieu par l'action directe des autres électrons qui l'entourent et qui lui sont contigus, lesquels lui transmettent incessamment les pressions périodiques des radiations qui s'entrecroisent en chaque point de l'espace. Donc la vitesse de l'électron du champ radiant gravitionnel ne pourra pas, non plus, être une constante absolue.

Conclusion, ni la vitesse de la lumière, ni la constante de

gravitation ne peuvent être des constantes absolues. Nous ne pouvons avoir que des constantes statistiques et toujours relatives aux conditions de temps et de lieu où se passent les phénomènes qui fournissent les chiffres de nos mesures.

Ces explications devraient être plus que suffisantes, mais, bien qu'elles soient claires et précises, on ne pourra les comprendre et conséquemment les estimer à leur juste valeur que lorsqu'on aura éliminé les forces attractives. Tant que l'on continuera à parler de planètes soumises à l'attraction du soleil, ou en général de corps qui s'attirent, on sera dans l'impossibilité de comprendre que les forces physiques sont toutes cinétiques, parce que la dynamique des phénomènes réels n'est en dernière analyse qu'une cinématique de points matériels. Qu'on appelle le milieu sidéral, éther, milieu électromagnétique ou champ gravitationnel, toujours est-il nécessaire de le remplir de systèmes dynamo-cinétiques de points matériels, constituant des électrons, si l'on veut en comprendre l'activité et en rechercher les lois. Tout champ physique est un milieu où se passent des innombrables actions et réactions qui ne peuvent être réalisées que par des chocs entre points matériels, dont la vitesse rotationnelle et tourbillonnaire est le postulatum nécessaire et suffisant pour toute explication mécanique. Les travaux analytiques n'ont aucune valeur pour la physique, s'ils ne conservent pas une liaison parfaite avec l'explication mécanique, et s'ils ne prennent pas cette dernière comme base unique, comme seul point de départ. Nous approuvons la conclusion de M. Brillouin, que beaucoup de développements mathématiques d'une remarquable élégance montrent à nu leur peu d'utilité physique.

Séance du 6 mars

A. Brun. Sur la déshydratation des micas. — Th. Tommasina. A propos de la constatation expérimentale que vient de faire Sir J. J. Thomson de l'émission d'hélium par les électrodes dans les tubes à vide.

M. A. Brun fait une communication *sur la déshydratation des micas.*

Ses recherches sur les roches alumino alcalines l'ont amené à examiner comment les micas des granits et des pegmatites se comportent vis-à-vis de la chaleur et à étudier de quelle manière l'eau de ces minéraux est reliée au silicate.

En opérant dans le vide, à l'aide d'un appareil qui sera décrit plus tard, avec des poudres de micas divers, on remarque que la déshydratation est d'autant plus rapide que la poudre est plus fine.

Déjà à la température ordinaire il y a perte d'eau, faible, mais aisément appréciable.

A 100° elle devient déjà notable, que ce soit chez les micas blancs ou noirs, à 120° elle est active, à 240° elle est très vive.

A 360-400° elle est tumultueuse. Pour se dessécher les larges lames de $^1/_3$ à $^1/_4$ de millimètre d'épaisseur et de plusieurs centimètres carrés (25) de superficie, demandent 10 à 12 jours à une température de 510-540° [1].

En examinant de larges lames séchées à 510° pendant 10 jours, ou bien, rapidement chauffées à 850°, afin d'obtenir une déshydratation certaine et totale, on observe que le minéral est devenu cassant et a quelque peu perdu cette élasticité particulière bien connue des minéralogistes. Il est devenu opaque ; mais cette opacité n'est due qu'aux bulles de vapeur et d'air interposées entre les lamelles. Si par certains artifices de manipulation, l'on expulse les bulles, la lame reprend sa transparence et l'on peut constater que les propriétés optiques du minéral sont restées sans changement. L'angle 2 V, la biréfringence, la position et l'inclinaison de la bissectrice sont restés les mêmes.

Les quelques variations extrêmement faibles observées semblent plutôt dues au fait que, pendant la manipulation, les lames ont été un peu pliées [2]. Rarement il y a contraction, assez faible du reste, de l'angle 2 V.

La déshydratation rapide à $t = 850°$ rend la lamelle friable. En opérant la déshydratation extrêmement lentement (en plusieurs jours), l'on remarque que la perte d'eau a pour conséquence de donner aux feuilles de clivage du mica une souplesse particulière, qui leur permet de garder la forme qu'on leur donne mécaniquement : on peut rouler en tube une lamelle, elle reste ainsi ; puis étaler à nouveau ce tube, et constater que les propriétés optiques sont inaltérées. Il y a donc bien, par perte d'eau, une certaine modification du minéral, mais insuffisante pour altérer son « élasticité optique ». Seule l'élasticité de flexion mécanique est perdue.

Il faut donc admettre que l'eau des micas y est contenue, selon toute vraisemblance, à l'état de solution solide, et que ces minéraux se comportent comme l'anacime étudiée par G. Friedel, les zéolites étudiés par Tammann, et certaines amphiboles étudiées par Allen et Clément.

[1] Les courbes, donnant la perte d'eau en fonction de la température, seront publiées ultérieurement.

[2] De Senarmont avait déjà annoncé que des changements de température ne modifiaient pas l'écartement 2 V ; mais son mode opératoire ne permettait ni des écarts de température bien grands, ni la déshydratation des lames.

Ces expériences confirment ce que l'auteur a soutenu depuis longtemps : que l'eau contenue dans les granits est une eau d'origine secondaire.

M. Th. Tommasina. *A propos de la constatation expérimentale que vient de faire Sir J. J. Thomson de l'émission d'hélium par les électrodes dans les tubes à vide.* — Quarante-quatrième Note *sur la physique de la gravitation universelle.*

L'histoire de la science nous informe qu'il est arrivé quelquefois, très rarement c'est vrai, qu'une grande découverte, confirmée exactement plus tard par l'expérience, a été faite par la seule puissance théorique, soit avec l'aide du calcul, comme dans le cas de Le Verrier et d'Adams pour la découverte de la planète Neptune, qui fut trouvée par le télescope là, où la théorie l'avait placée ; soit, en utilisant des données expérimentales multiples, par l'examen de leurs corrélations et de leurs semblances ou dissemblances, comme dans le cas de l'établissement des séries de corps élémentaires chimiques par Mendelejeff, qui indiquaient la place et les propriétés du germanium découvert quelques années après.

Ce sont les deux faits historiques que l'on cite toujours quand on veut exalter la valeur et les mérites de la science théorique. Nous y ajoutons le fait qui sert de base à notre théorie de la gravitation, le phénomène de la pression de la lumière constaté expérimentalement par Lebedef après bien des années qu'il avait été établi théoriquement et calculé par Maxwell et simultanément, à l'aide d'une autre méthode absolument indépendante, par le professeur Bartoli de l'Université de Pavie.

Nous sommes en présence, aujourd'hui, des résultats de multiples expériences exécutées par quatre savants anglais, trois chimistes et un physicien, qui donnent lieu à des interprétations très différentes, mais qui semblent ne laisser aucun doute sur la constatation de la production naturelle ou provoquée de l'hélium et même du néon et d'un nouveau gaz, que Sir J. J. Thomson indique par X_3 dont le poids atomique serait 3. Ces savants ont utilisé les dispositifs les plus appropriés pour rendre impossible toute sorte d'infiltration depuis l'extérieur de ces trois gaz, ils ont même, comme contrôle, entourées les ampoules par d'autres ampoules remplies de ces gaz, pour voir si les résultats en étaient modifiés ; aucune modification n'a eu lieu.

La question qui reste à discuter sérieusement est celle qui regarde l'admissibilité d'une occlusion préexistante dans les électrodes et non décelable d'aucune autre manière. Ce sera là le deuxième but de cette Note, dont le premier est de montrer que nous avions prévu ces faits en les déduisant de nos vues théoriques et que nous avions même décrit le dispositif à adopter et la

méthode à suivre, qui se trouve être précisément celle utilisée aujourd'hui.

Nous avons été quelque temps dans le doute avant de décider que cette Note fit partie de notre série sur la gravitation. En effet, en en faisant une communication à part nous aurions pu citer *in extenso* la Note XVIII[1] au lieu de renvoyer simplement les lecteurs à la même ; mais la raison qui a eu le plus de poids pour nous a été celle-ci : Ayant eu l'heureuse chance de voir exécuter par des savants, qui sont certes des plus compétents en ce champ de recherches, les expériences que nous avions proposées, pendant que notre série n'est pas encore clôturée, il est bon qu'une Note qui en fait partie enregistre la chose, car elle constitue une confirmation qui n'étant pas faite par nous n'en a que plus de valeur.

Maintenant, encore une observation. On dira : qu'est-ce qu'a bien affaire la production de l'hélium avec la gravitation ? La réponse est que, selon mes vues, la force gravitante, qui est une pression, n'agit pas seulement pour faire acquérir aux atomes le poids qui les caractérise, mais elle agit aussi pour les constituer et pour les conserver. Voilà pourquoi j'ai pu prévoir il y a quatre ans les faits actuels dans les termes que voici : « *On voit donc que l'hypothèse de la désagrégation atomique qui explique la formation naturelle des rayons des corps radioactifs, explique aussi la formation artificielle ou provoquée des rayons des tubes à vide où, sous une pression très réduite, les décharges électriques produiraient un déclanchement dans les atomes superficiels, donnant lieu à leur explosion, dont l'ébranlement du milieu serait la source des rayons* γ. *Aussi les conclusions sur la nature et sur l'identité d'origine des rayons des corps radioactifs et des rayons produits dans les tubes à vide, peuvent être résumées de la manière suivante :*

1° La radioactivité naturelle est un phénomène qui a lieu sur certains corps dont le poids atomique est le plus élevé, où, probablement à cause de cela, les pressions centrifuges des dynamiques électromagnétiques intraatomiques, en dépassant, dans les atomes superficiels, la résistance des champs électromagnétiques extérieurs, provoquent l'explosion de tous les atomes, au fur et à mesure qu'ils deviennent à leur tour superficiels. Cette action instantanée donne lieu au rayonnement de radioactivité et aux recombinaisons instables qui se succèdent, dites émanations, dont le résultat final stable, donc inactif, est l'hélium, quel que soit le corps radioactif duquel proviennent les émanations.

[1] Th. Tommasina. Sur la désagrégation atomique dans les tubes à vide. Soc. Phys., 18 mars 1909. *Archives*, mai 1909, pp. 530-533.

2° La radioactivité provoquée, probablement sur tous les corps, consiste en une désagrégation atomique se produisant dans les tubes à vide et sous l'action des décharges périodiques, où les mêmes explosions d'atomes ont lieu par une rupture d'équilibre, qui n'est pas due à l'exagération des pressions centrifuges intraatomiques, mais, au contraire, à l'affaiblissement artificiellement obtenu des pressions électromagnétiques extérieures ».

Et j'ajoutais : « *Or, ces conclusions admettent une vérification expérimentale, que l'on pourra exécuter de la manière suivante : On utilisera une ampoule de Röntgen munie d'un embranchement à robinet, de la forme des tubes de Geissler, à partie centrale capillaire, pour l'analyse spectrale. En faisant agir pendant un temps suffisant les décharges, on recevra dans l'embranchement et l'on condensera, si cela est nécessaire, par l'air liquide, l'émanation ainsi recueillie. On fermera le robinet et après quatre jours, à l'aide de l'analyse spectrale, on pourra constater la présence de l'hélium.* »

Je ne pouvais être ni plus clair, ni plus précis. Sir William Ramsay vient de constater l'existence de l'hélium dans de vieux tubes à rayons X, et ses anciens élèves, le prof. Norman Collie et M. H. Patterson de l'Université de Leeds, indépendamment l'un de l'autre, après avoir fait agir la décharge électrique dans l'hydrogène, trouvèrent de l'hélium et du néon, ce dernier semble être le résultat de l'union de l'hélium (4) avec l'oxygène (16), le poids atomique du néon étant (20). Sir J. J. Thomson en utilisant une nouvelle méthode d'analyse par les rayons positifs, qu'il vient de créer et qu'il déclare plus sensible et plus précise que l'analyse spectrale, tout en trouvant aussi dans les tubes à vide après l'action des décharges périodiques, de l'hélium, du néon et un nouveau élément le X_3, montre que l'émission de ces gaz provient directement des électrodes. Ces gaz ont été obtenus avec diverses substances, telles que, du fer, du nickel, de l'oxyde de nickel, du zinc, du cuivre, plusieurs échantillons de plomb, du platine et deux météorites.

Or, ma Note concluait ainsi : « *Cette première production artificielle prévue de l'hélium, en partant de l'un quelconque des autres corps simples, introduit comme électrode et soumis à la désagrégation, sera la constatation expérimentale de l'unité de la matière* ».

Si maintenant nous examinons ces résultats, nous devons écarter la supposition qu'on ait là des gaz simplement occlus, à cause de la nature spéciale de ces gaz. Pourquoi ne trouve-t-on que ces trois gaz ? Ensuite le fait constaté par Sir J. J. Thomson que le X_3 semble ne pas exister dans l'atmosphère et qu'après, 3,

4, ou 5 jours les mêmes électrodes n'en fournissent plus, mérite d'être étudié davantage.

Au lieu de changer les deux électrodes à la fois, il faudrait en changer une seule. Puis dès qu'on sera fixé sur celle qui émet les gaz, quand l'émission cessera, il ne faudra pas changer l'électrode, mais seulement la laisser en repos pendant un temps assez long et vérifier après si elle recommence à émettre les gaz. En outre dans les cas de métaux comme le zinc, par exemple, au lieu de changer l'électrode on pourrait mettre à neuf sa surface en enlevant la couche superficielle, et voir si sous l'action de nouvelles décharges l'émission a lieu de nouveau. L'expérience de Sir J. J. Thomson du plomb, chauffé dans un tube de quartz vide, qui réduit à un quart et soumis aux décharges donna du X_3 et de l'hélium, tandis que par la très forte chaleur n'avait rien donné, me semble très concluante. Une simple question de vitesse plus faible, comme le suggère Sir J. J. Thomson, pourrait très bien caractériser cette radioactivité provoquée, que les considérations théoriques de mon ancienne Note expliqueraient alors parfaitement. D'ailleurs ces récentes découvertes ouvrent un nouveau champ de recherches qui fournira d'autres faits nouveaux lesquels aideront le progrès de la Science.

BULLETIN SCIENTIFIQUE

PHYSIQUE

Sir William Ramsay. Sur la présence de l'hélium dans les vieux tubes a rayons X. *Proceedings of the Chemical Society*, 1913, 6 *february; Nature*, vol. 90, n° 2259, 13 février 1913.

Dans cette Note, sir William Ramsay rappelle à ses collègues que quelques années auparavant, lui et M. Cameron avaient obtenu du lithium avec du cuivre et qu'on avait été généralement incrédule. Ensuite, il publia un exposé de sa constatation : que sous l'influence de l'émanation du radium la silice donnait du bioxyde de carbone, et qu'une quantité notable du même bioxyde de carbone avait été obtenue aussi avec du thorium. Il en avait conclu que l'élément actif tend à séparer le carbone et que celui-ci, en présence de l'oxygène, devient du bioxyde de carbone. Ayant dû rendre le radium qu'on lui avait prêté, il chercha quelque autre substance pour continuer ses expériences. Le radium donne de l'hélium et de l'émanation ; celle-ci se montre très énergique, plus qu'aucune autre substance connue. Pendant la décomposition de l'émanation, se produisent des rayons α et des rayons β dont la vitesse est énormément plus grande. La question à résoudre était de trouver le moyen d'obtenir des traces sensibles de transformation chimique par le passage des rayons β, ce qui semblait bien difficile si l'on considérait que seulement le 6 % de l'énergie totale de l'émanation apparait sous forme de rayons β. Il avait cependant fait l'essai avec d'anciens tubes à rayons X. Dans son premier essai, il brisait les tubes de façon à recueillir et à analyser soigneusement les gaz contenus, à l'aide d'un tube capillaire à combustion, tube de Gessler pour l'analyse spectrale, il avait trouvé de l'hélium, du néon et de l'argon. En novembre dernier, au lieu de casser les tubes, il les chauffa à 300 degrés et recueillit les gaz ; il retrouva le spectre de l'hélium et celui du néon, mais ce dernier très faible.

Les résultats de ces expériences démontrent donc l'existence de l'hélium dans les vieux tubes à rayons X ; il ne s'agit plus désormais que d'en rechercher la provenance. Son origine peut être attribuée aux électrons, ou bien au contact des rayons cathodiques avec le verre de l'ampoule à rayons X. L'été passé, il avait informé la Société qu'en traitant de l'eau avec de l'émanation du radium,

au lieu d'obtenir de l'hélium, on obtenait du néon, ce qui semblait d'accord avec l'équation même des poids atomiques, que hélium (4) plus oxygène (16) égale néon (20). En effet, à Bath, quand les eaux étaient chargées de radium, elles produisaient une grande quantité d'hélium et de néon.

H. Ollivier. Cours de physique générale, T. II, Thermo-dynamique et étude de l'énergie rayonnante, 1 vol. 295 p. avec 112 fig. dans le texte. Librairie scientifique A. Hermann & fils, Paris 1913.

Ce n'est pas d'un traité de physique de plus venant après tant d'autres qu'il s'agit ici, mais de la reproduction d'un cours de Licence donné de 1910-1912 par M. H. Ollivier, maître de conférences à la faculté des sciences de l'Université de Lille. Il se borne à l'exposé de l'état présent de la physique expérimentale. Il ne renferme ni historique, ni description d'anciens appareils ou d'expériences classiques connues de tous, ni bibliographie qui du reste ne rentraient pas dans le cadre d'une série de conférences et il n'en a que plus d'actualité en ne s'écartant pas des grandes questions qui agitent la science contemporaine.

L'ouvrage complet se composera de trois volumes dont le second que nous annonçons ici est le premier à paraître. Il comprend l'étude de la thermodynamique et de l'énergie rayonnante. La description des phénomènes électro- et magnéto-optiques et un chapitre d'astronomie physique y ont trouvé place à côté de l'étude des radiations.

Le tome premier sera consacré à l'étude de la gravitation, de l'électricité et du magnétisme qui sera précédée d'un chapitre sur les unités et suivie de l'étude des symétries.

Enfin le tome troisième traitera des vibrations, de l'acoustique, de l'optique et de l'électro-optique.

Dr Hans Busch, Stabilitæt, Labilitæt und Pendelungen in der Elektrotechnik, ein Band von VIII-246 S. mit 69 Figuren. Geh. 6 M., geb. 7 M. Verlag von S. Hirzel, Leipzig; 1913.

Les questions de stabilité prennent en Electrotechnique de jour en jour plus d'importance ; elles se présentent dans les domaines les plus divers : lampes à arc, lampes Nernst, décharges électriques, dynamos et moteurs électriques, dans ces derniers surtout depuis l'introduction des pôles de commutation. Aussi est-ce un grand service que M. Busch rend aux électriciens en publiant un travail

d'ensemble sur ces questions. Ce travail n'est autre que le développement de la thèse de doctorat que l'auteur a présentée à l'Université de Göttingue. Le point de départ est les recherches bien connues de M. W. Kaufmann, reprises plus tard par M. H. Th. Simon, sur les courbes caractéristiques introduites en Electrotechnique par M. Déprez. Par exemple, la caractéristique d'un générateur ou d'un moteur électrique, donne la force électromotrice en fonction du courant : l'étude de ces courbes permet d'établir un critère de stabilité pour les deux machines accouplées électriquement. Dans le premier chapitre de son ouvrage, M. Busch établit ce critère et l'applique à de nombreux exemples : batterie d'accumulateurs, arcs, lampes Nernst, etc., ainsi qu'à des cas compliqués de réseaux électriques.

Dans le second chapitre, l'auteur établit un critère de stabilité applicable à des masses tournantes.

Le troisième chapitre est consacré à la stabilité électro-mécanique : c'est une synthèse des notions introduites dans les deux chapitres précédents.

Enfin le chapitre quatrième est consacré spécialement aux applications pratiques.

L'auteur s'est astreint avant tout à donner les méthodes générales qui permettent d'aborder les questions de stabilité en Electricité. Comme on le voit, par les matières traitées, ce livre est appelé à intéresser non seulement les ingénieurs, mais tous ceux qui s'occupent d'électricité.

E. G.

C. Somigliana e F. Vercelli. Sulla previsione matematica della temperatura nei grandi trafori alpini. Extr. *dalle Memorie della R. Accademia delle scienze di Torino*. Série II. T. LXIII. 6 juin 1912.

On ne peut douter de la grande importance technique et pratique qui se rattache à la solution de la question indiquée dans le titre de ce Mémoire. La question à résoudre est d'établir d'avance, en fonction de la longueur du tunnel et du profil superficiel de la montagne, à l'aide de simples formules et par le calcul, le diagramme de l'élévation de la température que l'on rencontrera au fur et à mesure de l'avancement du travail de percement. Cette connaissance joue un rôle capital dans tout projet de tunnel. Plusieurs travaux ont déjà été faits dans ce but, mais ils sont loin de l'avoir atteint. Les auteurs du présent Mémoire ont cherché une nouvelle méthode que leur a fourni la Physique mathématique moderne, et ils pensent que leur méthode ait effectivement quelque utilité pratique pour les études qu'il faudra entreprendre pour les

futures percées des Alpes. Ayant constaté la variabilité d'un gradient le long d'une verticale donnée, ils démontrent que la manière de procéder de certains auteurs, qui construisaient les isothermes d'une montagne dans l'hypothèse d'un gradient constant le long de chaque verticale, est inadmissible. La détermination des isothermes doit être faite en tenant compte des valeurs effectives du gradient en chaque point de la montagne. Les auteurs se proposent de compléter bientôt cette intéressante étude de la température des montagnes. Th. T.

CHIMIE

James Burmann. Sur l'influence de la température sur le développement des principes actifs de quelques plantes médicinales. *Bul. Soc. chim. de France.* (4), 1913, t. XIII, p. 246-248. Aigle.

Dans ce mémoire l'auteur complète les tableaux relatifs aux variations annuelles des principes de quelques plantes médicinales (voir *Bul. Soc. Chim. de France* 1912, p. 172 ou voir article précédent) par des moyennes thermométriques qui correspondent aux régions de croissance de ces plantes. Ces moyennes qu'il doit à l'obligeance de M. le prof. Raoul Gautier ont permis à l'auteur de constater que la teneur alcaloïdique ou glucosidique d'une plante est fonction de la température moyenne de l'année pendant laquelle elle a crû. Le graphique qui accompagne cette publication montre en effet le parallélisme presque parfait des droites exprimant les variations annuelles des teneurs et celles des températures. Quoique cette corrélation fût soupçonnée, il n'a pas été possible à l'auteur de trouver dans la bibliographie des données précises appuyant cette hypothèse, c'est ce qui l'a engagé à publier les résultats de ces intéressantes expériences.

MESURES DU COURANT ÉLECTRIQUE

PASSANT DE L'ATMOSPHÈRE A LA TERRE

faites chaque jour à Fribourg, à 2 h. 30 du soir

par M. le prof. GOCKEL

AVRIL 1913

Date	$\lambda-$	$\lambda+$	$q_2 = \lambda+/\lambda-$	P G.	Courant	
1	85	113	1.33	160	104	pluvieux
2	111	115	1.04	68 — 110	—	»
3	72	73	1.01	126	60	clair
4	91	118	1 28	131	92	»
5	117	123	1.05	101	81	orageux
6	111	123	1.11	74	58	»
7	189	181	0.96	99	122	couvert
8	83	95	1.14	105	62	nébuleux
9	100	99	0.99	59	39	pluvieux
10	115	126	1.09	74	59	couvert
11	77	76	0.98	170 — 250	—	pluvieux
12	57	52	0.91	220 — 520	—	neige
13	55	60	1.09	229	88	à la neige, froid
14	77	71	0.92	139	63	couvert
15	84	66	0.79	157	77	clair
16	96	94	0.98	111	70	nuageux
17	—	—	—	62	—	pluie
18	82	83	1.02	108 — 177	—	pluvieux
19	98	102	1.04	118	79	pluie
20	194	174	0 90	—240 jusqu'à +37	—	»
21	127	135	1.06	240	210	orageux
22	102	114	1.11	117	79	»
23	96	108	1.11	147	99	couvert
24	149	82	0.55	-- 650	-480	orage éloigné, pluie
25	120	130	1.08	71	59	orageux
26	117	128	1.09	108	89	couvert
27	134	130	0.97	— 79 jusqu'à +118	—	orageux
28	137	135	0.99	79	72	»
29	105	113	1.07	101	73	orageux, chaud
30	121	122	1.00	81	65	»

Abréviations

λ_- = conductibilité par ions négatifs en unités éléctrostatiques $\times 10^6$

λ_+ = » » » positifs » » $\times 10^6$

P. G. = gradient du potentiel en volt par mètre.

Courant vertical, en unités électrostatiques $\times 10^8 = (\lambda_- + \lambda_+) \times$ P.G.

OBSERVATIONS MÉTÉOROLOGIQUES

FAITES A

L'OBSERVATOIRE DE GENÈVE

PENDANT LE MOIS

D'AVRIL 1913

Le 1, forte pluie dans la nuit et depuis 7 h. du soir.
2, pluie dans la nuit ; forte bise depuis 4 h. du soir.
les 4 et 6, gelée blanche le matin.
le 7, pluie à 5 h. 15 m. et à 7 h. du soir.
8, forte bise depuis 7 h. du soir.
9, forte bise pendant la journée.
les 10 et 11, pluie à 10 h. du soir.
le 12, pluie dans la nuit, à 7 h. du matin ; pluie et neige à 1 h. et à 4 h. du soir.
13, neige dans la matinée ; forte bise pendant la journée.
14, très forte bise pendant la journée.
les 15 et 16, gelée blanche le matin.
le 17, pluie dans la nuit et jusqu'à 4 h. du soir.
18, pluie dans la nuit, à 7 h. et à 10 h. du soir.
19, pluie dans la nuit et de 10 h. du matin à 9 h. du soir.
20, pluie dans la nuit.
22, pluie dans la nuit.
les 23 et 24, pluie dans la nuit.
le 25, pluie à 10 h. du matin, à 1 h. et à 9 h. du soir.
27, orage à l'E. à 5 h. 10 m. ; pluie à 5 h. 20 m. et à 7 h. du soir.
30, orage à l'E. à 5 h. du soir ; pluie depuis 8 h. 45 m. ; éclairs au N. de 8 h. 10 m., à 9 h., et orage à l'E. à 9 h. 10 m. du soir.

GENÈVE — AVRIL 1913

Jour du mois	Pression atmosphérique 700mm +							Vent					Nébulosité				Durée d'inso-lation	Pluie	
	7 h.	1 h.	9 h.	Moyenne 8 Obs.	Ecart av. la norm.	Barographe Min.	Barographe Max.	7 h.	1 h.	9 h.	Dominant	Vit. moy. kil. h.	7 h.	1 h.	9 h.	Moy. 6 obs.		Hauteur 24 h.	Nombre d'heures
	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm										h.	mm.	
1	26.8	26.8	30.1	27.20	+ 2.67	25.6	30.4	SSE. 0	NNE. 1	SW. 0	SW. 1	4.4	10	9	10	8	5.7	4.7	5
2	30.9	29.6	27.5	**29.54**	**+ 5.02**	26.2	**31.0**	W. 0	NNW. 1	NNE. 2	NNE. 1	10.9	5	5	2	4	9 8	....	....
3	24.2	22.3	20.2	22.76	- 1.75	20.0	26.2	ESE. 0	NNW. 1	NNE. 0	NNW 1	3.4	7	1	0	3	9.2	....	....
4	19.5	18.1	14.5	17.62	- 6.88	13.8	20.1	W. 0	NNW. 0	SW. 0	calme	0.9	9	9	7	8	1.4	....	....
5	15.1	16.5	17.0	15.56	- 8.93	13.5	17.1	SW. 1	SSW. 1	SSW. 0	SSW. 1	6.1	3	10	5	7	4.2	....	....
6	17.0	16.5	17.2	16.87	- 7.62	16.5	17.3	SE. 0	SSW. 1	W. 0	SSW. 1	3.1	3	8	9	7	5.6	....	....
7	15.8	14.5	15.1	**15.16**	**- 9.32**	**13.3**	17.0	SSE. 0	SW 1	N. 0	var.	1.9	10	6	10	8	4.8	0.9	2
8	17.0	19.3	20.0	18.31	- 6.17	15.9	20.4	SE. 0	N. 1	NNE. 2	NNE. 1	11 1	10	9	10	9	1.2	....	....
9	21.4	22.4	24.3	22.08	- 2.40	20.0	24.5	NNE. 2	NNE. 1	NNE. 1	NNE. 1	12.2	10	10	4	9	0.5	....	....
10	26.1	24.9	24.6	24.94	+ 0.45	24.1	26.1	NNE. 1	NW. 1	SW. 1	NNE. 1	7.9	5	4	9	7	6.9	....	....
11	24.0	23.8	20.9	23.17	- 1.32	18.9	25.0	SW. 1	SSE. 1	WSW. 0	var.	3.3	10	10	10	10	2.2	6.8	8
12	13 9	14.7	19.9	16.12	- 8.38	13.8	20.5	SW. 2	NW. 1	SW. 0	calme	1 5	10	10	9	9	3.4	2.3	4
13	21.9	22.9	25.1	22.74	- 1.77	20.4	26.0	NNE. 1	NNE. 2	NNE. 1	NNE. 1	10.1	2	4	2	4	11.1	....	....
14	27.1	27.1	27.6	26.95	+ 2.43	25.7	27.6	NNE. 2	NNE. 3	NNE. 1	NNE. 2	**22.5**	1	2	2	1	**12.8**	....	....
15	27.4	26.9	27 3	27.10	+ 2.57	26.4	27.5	ESE. 1	NNE. 1	NNE. 1	NNE. 2	16.4	3	0	0	2	12.1	....	....
16	26.6	25.0	24.0	25.50	+ 0.95	23.8	27.4	W. 0	SW. 1	SSW. 1	SSW. 1	9.4	2	4	9	6	8.6	1.0	3
17	23.1	21.5	23 2	22.82	- 1.74	21.2	25.4	SW. 1	SW. 1	SW. 1	SW. 1	10.3	10	10	10	10	0 0	**16.0**	11
18	27.5	26.7	27.7	26.77	+ 2.19	25.4	27.8	SW. 1	SSW. 1	SW. 1	SW. 1	11.7	4	6	10	7	7 6	0.4	2
19	26.9	26.5	24.8	26.15	+ 1 55	24.5	27.5	SW. 1	SSW. 1	SSW. 1	SSW. 1	9.6	10	10	10	10	0.0	13.2	**15**
20	25.2	26.9	28.2	26.42	+ 1.80	24.7	28.2	SSW. 1	SSW. 1	SSE. 0	SSW. 1	5.6	9	9	3	8	0.6	....	....
21	27.1	26.5	25.9	26.61	+ 1.97	25 4	27.9	NW. 0	N. 1	NNE. 0	var.	2.9	6	6	10	6	8.7	0.2	1
22	27.2	26.7	26.0	26.43	+ 1.76	25.7	27.4	SW. 0	NNE. 1	NNE. 0	var.	2.1	10	10	9	10	0.8	3.3	5
23	25.4	24.3	23.1	24.43	- 0.26	22.8	25.8	N. 1	NNE. 1	N. 0	NNE. 1	3.4	10	9	10	9	1.8	2.7	4
24	22.4	21.2	21 6	21.64	- 3.08	20.5	22.8	W. 1	SSW. 1	S. 1	S. 1	6.9	9	5	5	7	6.7	....	....
25	22.0	21.5	22.0	21.67	- 3.08	21.2	22.2	SSE. 0	NW. 0	SW. 0	var.	1.9	9	10	10	10	0.0	3.6	5
26	22.8	21.6	20.2	21.52	- 3.26	20.0	22.8	NNW. 1	N. 1	N. 0	N. 1	3.8	10	8	6	8	4.8	....	....
27	20.1	19.6	22.8	20.40	- 4.41	19.5	23.3	N 1	W. 1	NE. 1	N. 1	4.2	6	5	5	6	10.8	0.2	1
28	26.3	25 4	26.4	25.58	+ 0.74	23.3	27.9	SSE. 0	NNE. 1	SW. 0	var.	3.8	6	3	2	4	12.1	....	....
29	28.5	27.0	25.8	27.29	+ 2.41	25.6	28.5	NNE. 0	NNE. 1	SW. 1	var.	3.5	1	2	0	2	11.7	....	....
30	26.0	23.8	22.8	24.17	- 0.74	22.0	26.3	SSE. 0	N. 1	SSW. 1	var.	3.2	3	2	10	5	10.6	1 8	2
Mois	23.51	23.01	23.19	23.12	- 1.65							6.60	6.8	6.5	6.6	6.8	175.7	57.1	68

GENÈVE — AVRIL 1913

Jour du mois	Température 7 h.	1 h.	9 h.	Moyenne 8 Observ.	Ecart avec la normale	Min.	Max.	Fraction de saturation en % 7 h.	1 h.	9 h.	Moyenne 8 Obs.	Ecart av. la norm.	Min.	Max.	Tempér. du Rhône Midi	Ecart avec la normale	Limnimètre
	°	°	°	°	°	°	°								°	°	mm.
1	+ 6.4	+ 8.4	+ 5.0	+ 7.51	+ 0.68	+ 4.8	+11.6	91	81	94	79	+ 7	52	96	7.1	+ 0.1	1245
2	5.4	7.8	6.8	6.44	- 0.53	3.0	10.0	60	60	63	62	-10	40	88	8.5	+ 1.2	1275
3	2.8	8.2	7.4	5.92	- 1.18	2.0	10.0	84	55	67	71	0	48	94	8.0	+ 0.6	1275
4	3.6	10.3	8.0	7.05	- 0.19	2.0	13.0	87	61	78	77	+ 6	54	98	7.8	+ 0.3	1245
5	8.2	11.9	9.0	9.31	+ 1.93	4.2	14.0	67	43	63	61	-10	39	94	8.0	+ 0.4	1205
6	4.4	13.4	8.9	8.30	+ 0.79	2.8	15.0	87	41	80	71	0	38	98	—	—	1215
7	5.8	13.2	9.0	8.61	+ 0.99	4.2	15.0	82	45	73	71	0	38	96	7.2	- 0.5	1185
8	6.2	9.8	7.0	7.51	- 0.28	5.0	11.0	80	66	77	71	+ 3	57	88	7.0	- 0.8	1190
9	5.0	8.2	5.8	6.51	- 1.39	4.8	9.0	78	58	68	68	- 3	45	84	8.0	+ 0.1	1195
10	4.1	11.8	7.4	7.04	- 1.03	3.5	13.0	71	36	50	56	-11	30	76	8.5	+ 0.5	1165
11	5.2	8.8	7.1	7.00	- 1.21	+ 4.2	11.0	82	62	63	68	- 2	37	88	8.5	+ 0.4	1175
12	+ 5.1	3.8	+ 2.2	4.38	- 3.97	0.0	11.0	86	85	80	82	+12	52	96	8.5	+ 0.3	1130
13	- 0.4	1.6	- 1.2	**0.00**	**- 8.49**	- 2.0	3.8	96	94	96	**96**	**+26**	60	98	—	—	1105
14	- 1.0	4.0	+ 2.1	1.51	- 7.12	- 2.0	5.5	96	39	60	66	- 4	32	98	7.0	- 1.4	1120
15	+ 0.1	6.0	2.9	3.20	- 5.57	- 1.8	8.0	80	40	60	64	- 6	38	94	7.0	- 1.5	1085
16	- 0.4	13.2	12.2	6.87	- 2.04	**- 2.8**	15.0	90	16	31	**54**	**-16**	**15**	98	7.5	- 1.1	1090
17	+10.0	10.4	8.6	9.89	+ 0.84	+ 7.5	13.2	72	84	72	71	+ 4	60	92	7.0	- 1.7	1065
18	6.8	12.4	8.1	8.59	- 0.60	5.1	11.0	61	38	77	63	- 7	35	88	7.0	- 1.8	1200
19	9.4	9.8	10.2	9.64	+ 0.30	6.5	12.2	66	76	88	78	+ 8	66	98	7.5	- 1.3	1075
20	11.4	14.8	12.2	12.01	+ 2.53	8.0	16.0	81	58	80	78	+ 8	51	98	—	—	1125
21	6.8	14.0	12.4	10.79	+ 1.17	6.2	16.0	94	60	85	77	+ 7	47	96	9.0	0.0	1105
22	10.4	14.7	12.8	12.46	+ 2.70	9.0	17.5	93	68	88	82	+12	60	98	8.0	- 1.2	1125
23	10.4	14.2	13.0	12.46	+ 2.55	10.0	16.0	98	62	80	80	+10	57	100	8.0	- 1.3	1080
24	11.4	17.1	12.8	13.56	+ 3.51	10.8	19.0	96	55	68	74	+ 5	42	97	9.5	+ 0.1	1160
25	9.8	15.0	11.0	11.53	+ 1.33	8.2	16.0	87	67	90	80	+11	64	93	9.5	0.0	1160
26	9.1	15.2	14.4	12.76	+ 2.42	8.8	17.0	98	61	78	80	+11	53	98	9.6	0.0	1175
27	10.4	20.6	14.8	15.24	+ 4.76	9.0	23.0	91	44	66	66	- 3	33	92	—	—	1175
28	12.0	19.0	16.4	15.53	+ 4.90	10.1	24.0	82	52	61	66	- 3	31	88	9.9	+ 0.1	1165
29	11.8	18.8	17.8	15.87	+ 5.10	10.2	**24.5**	84	53	50	61	- 5	42	86	11.0	+ 1.1	1230
30	+14.2	+19.2	17.4	**+16.37**	**+ 5.45**	+11.5	+22.8	78	55	57	68	- 1	41	98	13.0	+ 3.0	1230
Mois	+ 6.84	+11.85	+ 9.39	+ 9.13	+ 0.16	+ 5.09	+14.21	83	57	71	72	+ 2			8.38	- 0.40	1193

MOYENNES DE GENÈVE. — AVRIL 1913

Correction pour réduire la pression atmosphérique de Genève à la pesanteur normale : + 0mm.02. — Cette correction n'est pas appliquée dans les tableaux.

Pression atmosphérique : 700mm +

	1 h. m.	4 h. m.	7 h. m.	10 h. m.	1 h. s.	4 h. s.	7 h. s.	10 h. s.	Moyennes
	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm
1re déc	21.05	20.87	21.38	21.48	21.09	20.40	20.69	21.06	21.00
2e »	24.52	24.10	24.36	24.59	24.18	23.93	24.30	25.10	24.37
3e »	24.38	24.35	24.78	24.45	23.76	23.06	23.29	23.73	23.98
Mois	23.32	23.11	23.51	23.48	23.01	22.46	22.76	23.29	23.12

Température.

	o	o	o	o	o	o	o	o	o
1re déc.	+ 4.90	+ 4.62	+ 5.22	+ 7.94	+10.30	+10.94	+ 8.75	+ 6.74	+ 7.43
2e »	4.21	3.68	4.65	6.98	8.48	9.01	7.43	6.03	6.31
3e »	10.98	9.73	10.66	13.64	16.78	18.12	15.67	13.68	13.66
Mois	+ 6.70	+ 6.01	+ 6.84	+ 9.52	+11.85	+12.69	+10.62	+ 8.82	+ 9.13

Fraction de saturation en %.

1re décade	85	84	79	65	55	48	62	74	69
2e »	87	88	81	67	59	57	64	77	72
3e »	85	92	90	71	58	52	64	78	74
Mois	86	88	83	68	57	52	63	76	72

Dans ce mois l'air a été calme 167 fois sur 1000.

Le rapport des vents $\frac{NNE}{SSW} = \frac{81}{46} = 1.76$.

Moyennes des 3 observations (7h, 1h, 9h)

	mm
Pression atmosphérique.......	23.24
Nébulosité..................	6.6
Température $\frac{7+1+9}{3}$..	+ 9°.36
Température $\frac{7+1+2\times 9}{4}$..	+ 9°.37
Fraction de saturation........	70 %

Valeurs normales du mois pour les éléments météorologiques, d'après Plantamour :

	mm
Press. atmosphér.. (1836-1875).	24.77
Nébulosité.. ..... (1847-1875).	5.8
Hauteur de pluie.. (1826-1875).	56mm.8
Nombre de jours de pluie. (id.).	11
Température moyenne ... (id.).	+ 8°.97
Fraction de saturat. (1849-1875).	70 %

Observations météorologiques faites dans le canton de Genève

Résultats des observations pluviométriques

Station	CÉLIGNY	COLLEX	CHAMBESY	CHATELAINE	SATIGNY	ATHENAZ	COMPESIÈRES
Hauteur d'eau en mm.	80.6	71.6	65.2	60.5	85.1	74.5	46.9

Station	VEYRIER	OBSERVATOIRE	COLOGNY	PUPLINGE	JUSSY	HERMANCE
Hauteur d'eau en mm.	60.6	57.1	56.7	42.9	66.7	59.4

Insolation à Jussy : 138 h. 7

OBSERVATIONS MÉTÉOROLOGIQUES

FAITES AU

GRAND SAINT-BERNARD

PENDANT LE MOIS

D'AVRIL 1913

Les 1 et 2, brouillard et neige.
le 3, très fort vent.
les 4 et 5, neige.
 9, 10 et 11, brouillard.
 10, 11 et 12, neige.
 12 et 13, très forte bise.
 17 et 20, neige.
 22 et 23, brouillard.
 23, 24, 25, 26 et 27, brouillard et neige.
 23, 24, 25, 26 et 29, très fort vent.

GRAND SAINT-BERNARD — AVRIL 1913

Jour du mois	Pression atmosphérique 500mm + 7 h.	1 h.	9 h.	Moyenne 3 Obs.	Ecart av. la norm.	Barographe Min.	Barographe Max.	Vent 7 h.	1 h.	9 h.	Dominant	Nébulosité 7 h.	1 h.	9 h.	Moyenne 3 Obs.	Pluie Hauteur (24 h.)	Neige Hauteur (24 h.)
	mm.	mm.	mm.	mm.	mm.	mm.	mm.									mm.	cm.
1	61.5	62.0	63.2	62.2	+ 1.9	61.3	63.2	NE. 0	NE. 0	NE. 1	calme	10	10	10	10	**33.0**	**35**
2	62.8	62.2	61.8	62.3	+ 1.9	61.2	63.0	NE. 2	NE. 1	NE. 1	NE. 1	10	10	10	10	6.1	6
3	59.6	60.1	60.1	59.9	− 0.6	59.5	61.2	SW. 2	SW. 2	SW. 3	SW. 2	1	3	2	2	1.5	2
4	58.5	59.0	57.3	58.3	− 2.2	56.8	60.0	SW. 3	SW. 2	SW. 3	SW. 3	8	9	10	9	18.0	20
5	54.7	56.0	56.7	55.8	− 4.8	54.4	57.0	NE. 1	SW. 3	SW. 2	SW. 2	0	10	10	7	6.5	8
6	55.6	55.7	55.8	55.7	− 4.9	54.5	56.1	SW. 0	SW. 1	SW. 0	calme	10	3	0	4	....	....
7	53.5	53.0	53.7	53.4	− 7.3	53.0	54.5	SW. 0	SW. 1	SW. 1	SW. 1	1	10	10	7	....	....
8	55.4	56.4	57.0	56.3	− 4.5	55.2	57.0	SW. 0	SW. 0	SW. 0	calme	3	8	10	7	....	....
9	56.3	57.3	59.2	57.6	− 3.2	56.1	59.3	SW. 0	SW. 0	SW. 0	calme	10	10	10	10	....	....
10	59.3	59.4	58.7	59.1	− 1.8	58.0	59.4	NE. 1	NE. 1	NE. 1	NE. 1	5	3	10	6	3.7	3
11	57.7	58.7	56.9	57.8	− 3.2	55.1	58.7	NE. 1	NE. 1	NE. 0	NE. 1	10	10	10	10	14.0	27
12	51.0	49.9	50.3	**50.4**	− **10.7**	**4.99**	55.1	NE. 0	NE. 2	NE. 4	NE. 2	10	10	10	10	15.5	23
13	51.7	53.2	55.2	53.4	− 7.7	50.8	55.8	NE. 3	NE. 2	NE. 2	NE. 2	6	4	2	4	....	...
14	56.5	58.0	59.1	57.9	− 3.3	55.8	59.1	NE. 1	NE. 1	NE. 1	NE. 1	0	0	10	3	....	....
15	58.4	59.7	61.1	59.7	− 1.6	58.3	61.2	NE. 1	NE. 1	NE. 1	NE. 1	0	0	1	0	....	....
16	61.0	62.0	62.3	61.8	+ 0.4	60.9	62.3	NE. 0	NE. 0	NE. 0	calme	1	2	3	2	....	....
17	60.8	60.4	60.8	60.7	− 0.8	60.3	61.7	SW. 1	SW. 1	SW. 1	SW. 1	10	10	10	10	20.0	17
18	61.1	62.1	63.5	62.2	+ 0.7	61.0	63.8	NE 0	NE. 1	NE. 1	NE. 1	10	3	2	5	....	....
19	64.1	64.3	63.5	64.0	+ 2.4	63.5	64.4	SW. 2	SW. 1	SW. 1	SW. 1	8	9	10	9	....	....
20	63.6	64.8	65.8	64.7	+ 3.0	63.5	65.8	NE. 1	NE. 0	NE. 1	NE. 1	10	10	7	9	8.0	9
21	64.8	65.5	66.1	65.4	+ 3.6	64.7	66.1	NE. 0	NE. 0	NE. 0	calme	2	4	10	5	....	....
22	66.0	66.1	65.7	65.9	+ 4.0	65.2	66.1	SW. 0	SW. 1	SW. 1	SW. 1	10	10	10	10	....	....
23	64.5	63.8	63.7	64.0	+ 2.0	63.0	65.2	SW. 1	SW. 2	SW. 3	SW. 2	10	10	10	10	6.9	4
24	62.0	61.8	62.1	62.0	− 0.1	61.7	63.0	SW. 3	SW. 3	SW. 2	SW. 3	10	10	10	10	9.2	3
25	61.1	61.7	62.2	61.7	− 0.5	61.0	62.4	SW. 2	SW. 2	SW. 2	SW. 2	10	10	10	10	9.0	6
26	62.6	62.7	62.4	62.6	+ 0.4	61.8	62.7	SW. 1	SW. 2	SW. 3	SW. 2	10	10	10	10	27.0	12
27	61.4	62.0	64.0	62.5	+ 0.2	61.4	64.8	SW. 2	SW. 2	SW. 0	SW. 1	10	10	0	7	9.6	4
28	65.2	66.6	68.0	66.6	+ 4.2	64.8	68.2	SW. 1	SW. 1	SW. 0	SW. 1	0	3	0	1	....	....
29	68.5	68.1	68.5	**68.4**	+ **5.9**	68.0	**68.5**	SW. 1	SW. 4	SW. 1	SW. 2	0	8	1	3	....	....
30	67.1	66.4	65.4	66.3	+ 3.7	65.1	67.9	SW. 1	SW. 2	SW. 2	SW. 2	8	6	10	8	....	....
Mois	60.21	60.63	61.00	60.61	− 1.02							6.4	7.2	7.3	7.0	188.0	179

GRAND SAINT-BERNARD — AVRIL 1913

Jour du mois	Température							Fraction de saturation en %					
	7 heures	1 heure	9 heures	Moyenne 3 Observ.	Ecart avec la normale	Minimum	Maximum	7 h.	1 h.	9 h.	Moyenne 3 Obs.	Min.	Max.
	°	°	°	°	°	°	°						
1	- 4.6	- 1.2	- 6.6	- 4.1	+ 1.4	- 7.0	- 0.9	100	100	100	100	100	100
2	- 9.2	- 3.7	- 8.7	- 7.2	- 1.8	- 9.2	- 3.5	100	100	96	99	92	100
3	- 8.2	- 5.8	- 6.2	- 6.7	- 1.5	- 8.5	- 4.8	88	76	86	83	62	90
4	- 6.6	- 4.6	- 6.2	- 5.8	- 0.7	- 6.8	- 4.4	90	90	96	92	74	96
5	- 7.4	- 5.9	- 6.9	- 6.7	- 1.7	- 7.8	- 4.7	91	95	95	94	80	98
6	- 6.9	- 1.8	- 7.5	- 5.4	- 0.5	- 7.5	- 1.8	95	80	80	85	68	97
7	- 7.7	- 2.2	- 5.6	- 5.2	- 0.5	- 7.9	- 2.0	84	66	99	83	47	100
8	- 8.0	+ 0.9	- 5.2	- 4.1	+ 0.5	- 8.3	+ 1.2	93	69	100	87	46	100
9	- 5.7	- 3.5	- 7.2	- **5.5**	- 1.0	- 7.7	- 3.0	100	91	100	97	67	100
10	- 9.5	- 2.3	- 8.3	- 6.7	- 2.4	- 9.6	- 1 2	96	66	100	87	56	100
11	- 8.5	- 5.4	- 8.4	- 7.4	- 3.2	- 8.5	- 3.6	99	99	90	96	74	100
12	- 6.4	- 7.8	- 12.2	- 8.8	- 4.7	- 14.8	- 5.0	91	86	90	89	72	94
13	- 19.3	- 15.3	- 18.0	- **17.5**	- **13.5**	- **21.0**	- 13.6	84	80	78	81	56	88
14	- 18 3	- 11.8	- 11.2	- 14.8	- 11.0	- 18.5	- 10.0	77	75	80	77	53	84
15	- 13.7	- 7.6	- 10.2	- 10.5	- 6.8	- 13.8	- 6.4	45	56	55	52	32	76
16	- 7.0	- 1 9	- 4.4	- 4.4	- 0.9	- 9.8	+ 0.2	40	38	59	**46**	**27**	68
17	- 2.2	- 2.4	- 4.2	- 3.0	+ 0.4	- 4.6	- 1.0	95	100	100	98	68	100
18	- 6.6	- 3.1	- 6.3	- 5.3	- 2.0	- 7.0	- 2.6	100	65	70	78	52	100
19	- 4.6	+ 0.8	- 1.6	- 1.8	+ 1.3	- 7.2	+ 0.8	72	79	100	84	64	100
20	- 0.9	1.7	- 2.1	- 0.4	+ 2.6	- 2 2	2.4	99	83	91	91	73	100
21	- 0.9	3.8	+ 0.6	+ 1.3	+ **4.1**	- 2.7	**7.2**	59	43	71	58	40	90
22	+ 0.3	0.6	0.0	+ 0.3	+ 3.0	- 0.2	2.0	100	100	100	100	90	100
23	- 0.5	+ 0.2	- 0.5	- 0.3	+ 2.3	- 0.8	2.0	100	95	100	98	88	100
24	- 0.5	0.0	- 1.8	- 0.8	+ 1.6	- 2.0	+ 1.6	100	100	100	100	88	100
25	- 2.2	- 0.6	- 1.9	- 1.6	+ 0.7	- 2.2	- 0.1	100	100	100	100	100	100
26	- 1.2	0.0	- 1.8	- 1.0	+ 1.1	- 1.8	+ 0.8	100	87	95	94	80	100
27	- 1.2	+ 0.2	- 1.4	- 0.8	+ 1.2	- 1.8	0.6	100	99	91	97	87	100
28	- 1.8	2.6	+ 0.4	+ 0.4	+ 2.2	- 2.0	3.2	85	71	77	78	68	87
29	+ 0.6	3.6	2.2	**2.1**	+ 3.8	+ 0.2	4.2	79	72	75	75	61	85
30	+ 0.6	+ 3.0	+ 1.0	+ 1 5	+ 3.1	+ 0.2	+ 3 4	84	73	91	83	66	97
Mois	- 5.60	- 2.32	- 5.11	- 4.34	- 1.07	- 6.69	- 1.30	88	81	89	86		

MOYENNES DU GRAND SAINT-BERNARD. — AVRIL 1913

Correction pour réduire la pression atmosphérique du Grand Saint-Bernard à la pesanteur normale : — $0^{mm}.22$. — Cette correction n'est pas appliquée dans les tableaux.

Pression atmosphérique : 500^{mm} + / **Fraction de saturation en %**

	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne
	mm	mm	mm	mm				
1re décade	57.72	58.11	58.35	58.06	94	83	95	91
2e »	58.59	59.31	59 85	59.25	80	76	81	79
3e »	64.32	64.47	64.81	64.53	91	84	90	88
Mois	60.21	60.63	61.00	60.61	88	81	89	86

Température.

	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne. $\frac{7+1+9}{3}$	Moyenne. $\frac{7+1+2\times 9}{4}$
	°	°	°	°	°
1re décade	— 7.38	— 3.01	— 6.84	— 5.74	— 6.02
2e »	— 8.75	— 5.28	— 8.16	— 7.40	— 7.59
3e »	— 0.68	+ 1.34	— 0.32	+ 0.11	+ 0.01
Mois	— 5.60	— 2.32	— 5.11	— 4.34	— 4.53

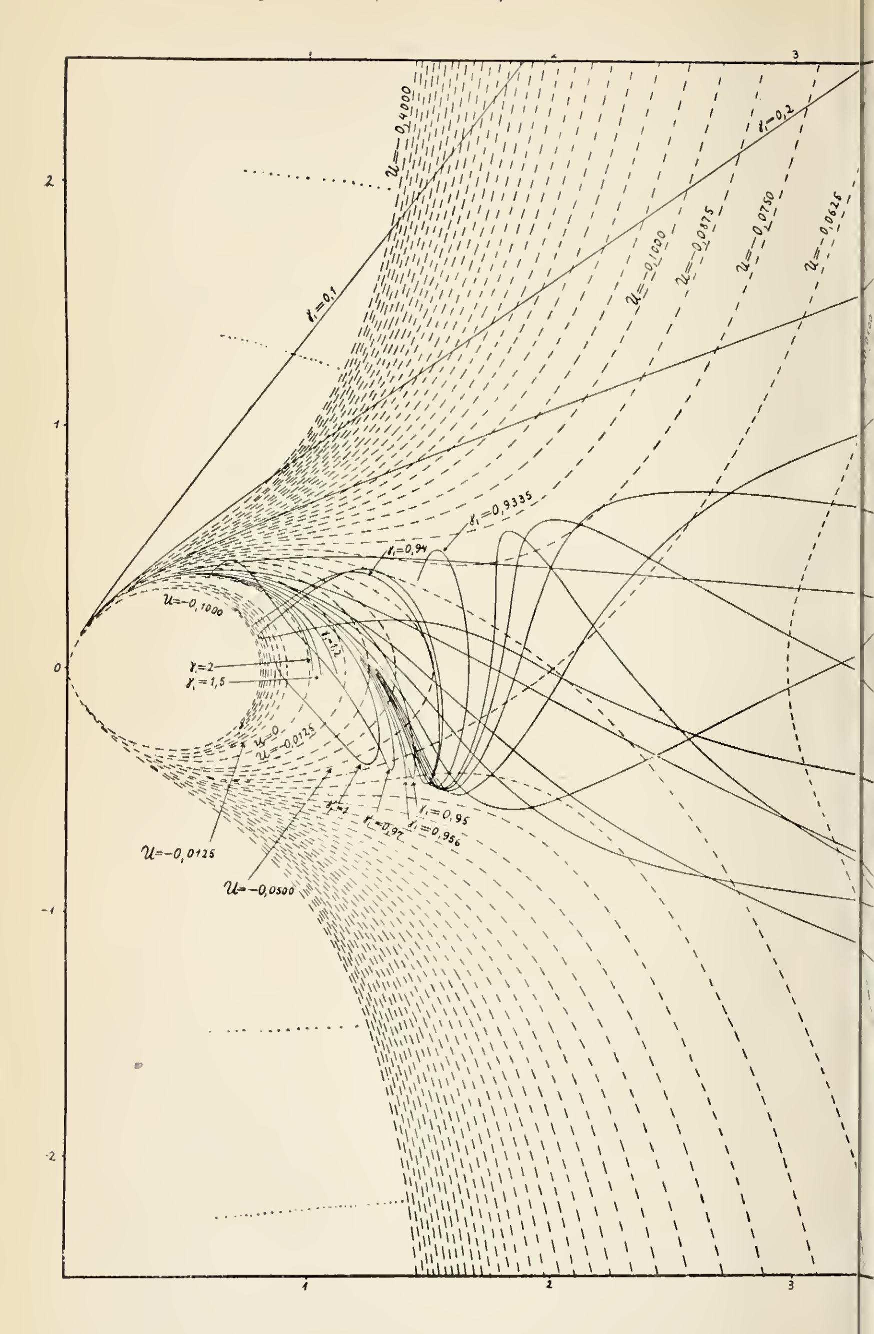
Dans ce mois l'air a été calme 267 fois sur 1000

Le rapport des vents $\frac{NE}{SW} = \frac{34}{75} = 0.45$

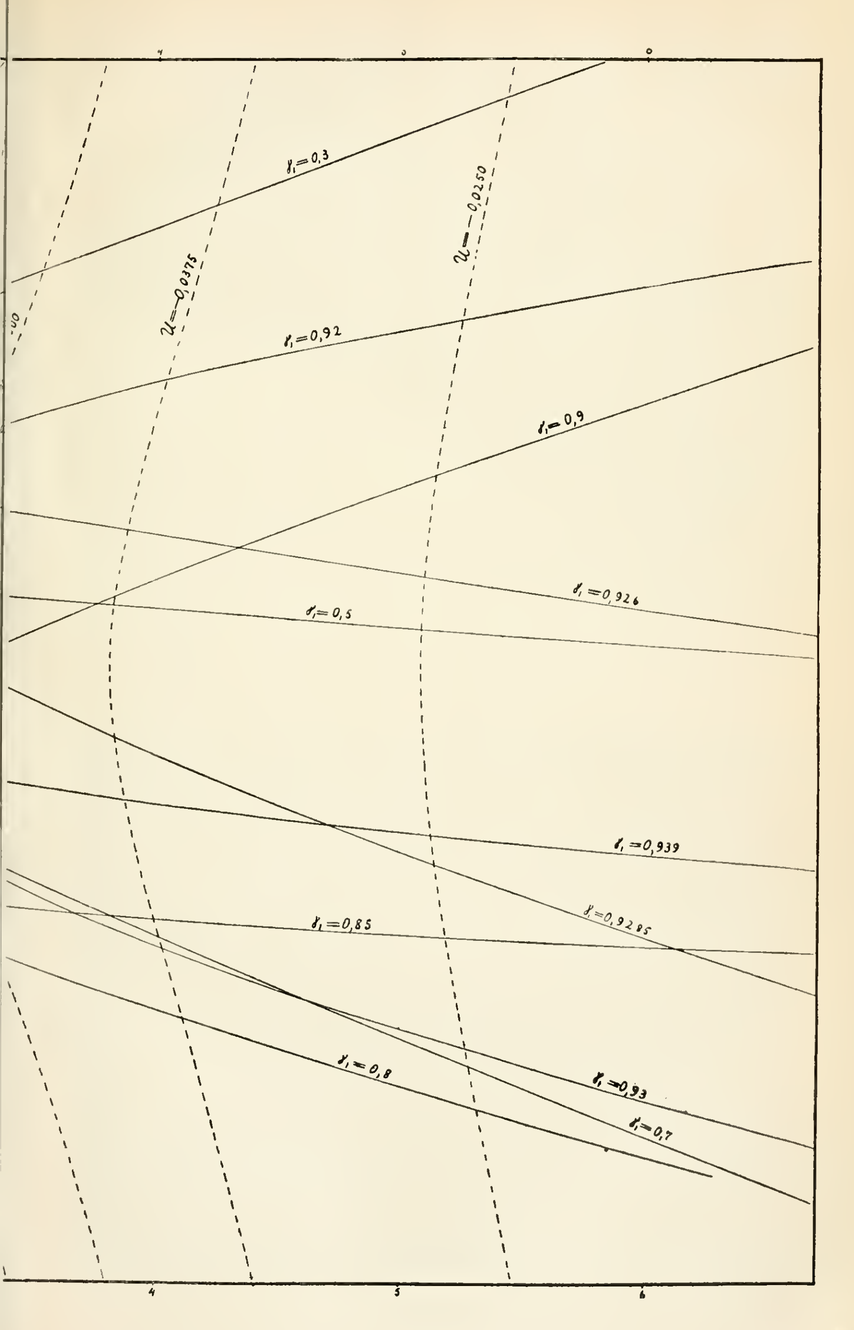
Pluie et neige dans le Val d'Entremont.

Station	Martigny-Ville	Orsières	Bourg-St-Pierre	St-Bernard
Eau en millimètres.....	40.1	38.0	47.3	188.0
Neige en centimètres....	1	0	34	179





u = −0,4000
γ₁ = 0,1
γ₁ = 0,2
u = −0,1000
u = −0,0875
u = −0,0750
u = −0,0625
γ₁ = 0,9335
γ₁ = 0,94
u = −0,1000
γ₁ = 1,2
γ₁ = 2
γ₁ = 1,5
u = 0
u = −0,0125
γ₁ = 1
γ₁ = 0,97
γ₁ = 0,95
γ₁ = 0,956
u = −0,0125
u = −0,0500



$\gamma_1 = 0,3$
$u = -0,0375$
$u = -0,0250$
$\gamma_1 = 0,92$
$\gamma_1 = 0,9$
$\gamma_1 = 0,926$
$\gamma_1 = 0,5$
$\gamma_1 = 0,939$
$\gamma_1 = 0,9295$
$\gamma_1 = 0,85$
$\gamma_1 = 0,8$
$\gamma_1 = 0,93$
$\gamma_1 = 0,7$
4
5
6



Fig. 1

a

b

c

d

Fig. 2



DE

L'ORIGINE DES MONDES[1]

PAR

Kr. BIRKELAND

Un grand nombre de recherches expérimentales, faites en vue d'étudier les analogies avec la lumière zodiacale et avec les anneaux de Saturne[2], m'ont amené à des découvertes qui semblent devoir être d'une importance fondamentale pour la compréhension des phénomènes solaires et pour l'évolution de tous les corps célestes dans l'univers.

Pour effectuer ces expériences, j'ai étudié l'action de décharges électriques dans différentes conditions, au cours desquelles un globe magnétique servait de cathode dans un grand vase à faire le vide. Plus les expériences se font sur une grande échelle, plus les phénomènes obtenus sont captivants ; aussi me suis-je servi pour mes essais d'un vase d'une capacité atteignant 1000 litres et d'un globe-cathode magnétique de 36 cm. de diamètre, représentant le soleil. J'ai employé un courant de décharge allant jusqu'à 400 milliampères (fig. 1 et 2).

[1] Conférence faite à l'Académie des Sciences de Christiania, le 31 janvier 1913, formant résumé et extension d'une série de notes insérées dans les *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences.* Paris.

[2] Sur la lumière zodiacale. *C. R.*, 6 février 1911. — Les anneaux de Saturne sont-ils dûs à une radiation électrique de la planète? *C. R.*, 7 août 1911.

Fig. 1. — Vase de décharge d'une capacité de 1000 litres, avec globe-cathode magnétique de 36 cm. de diamètre. Le plancher et le plafond sont en bronze ; l'épaisseur des plaques de verre est de 46 mm. afin de pouvoir supporter la pression atmosphérique. Analogie de l'anneau de Saturne. Comme courant de décharge un ou deux milliampères suffiront.

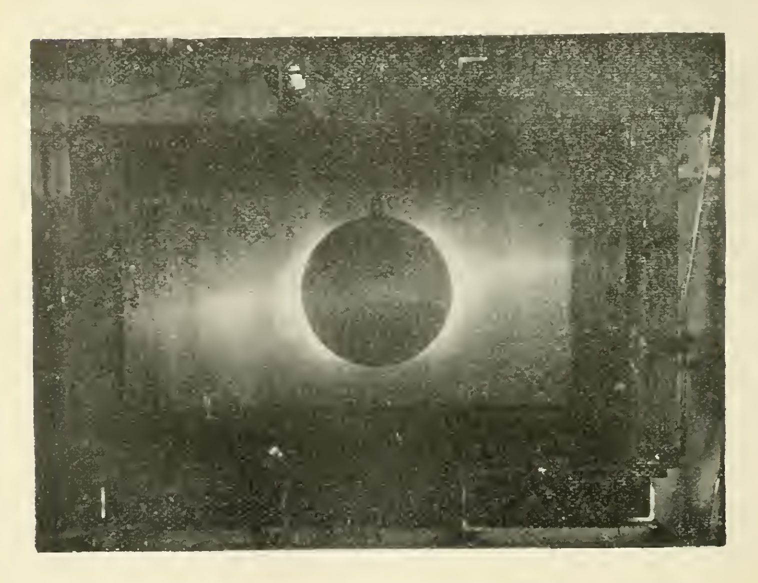


Fig. 2. — Décharge dans le même vase de 1000 litres. Faible aimantation du globe mais grande intensité de décharge, 150 milliampères. Phénomène servant à expliquer la lumière zodiacale. Vue dans le plan de l'équateur magnétique. Voir aussi fig. 8.

Le soleil

Je commencerai mes comparaisons entre les phénomènes cosmiques et les analogies expérimentales par la série d'expériences représentée à la figure 3 *a, b, c, d.*

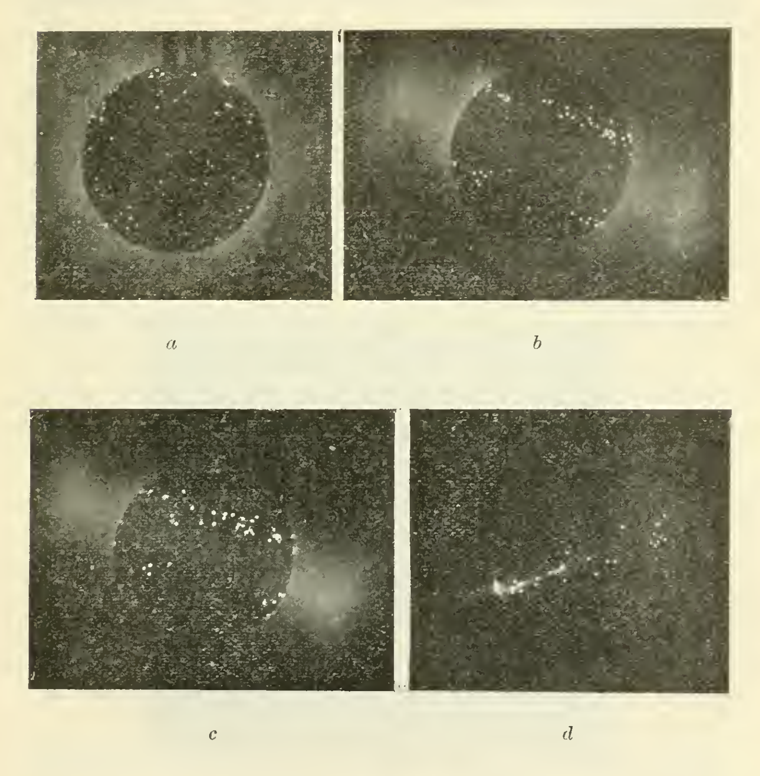


Fig. 3. — Taches de départ des décharges éruptives sur un globe-cathode magnétique.

On aperçoit sur le globe-cathode de petites taches blanches. Celles-ci sont dues aux décharges électriques, qui, en général, sont disruptives et partent de ces différentes taches sur le globe. Si la surface de ce globe est unie, les décharges disruptives se succèderont avec d'autant plus de rapidité que le courant employé sera plus fort. Si le globe n'est pas magnétique, les taches

de départ se répartiront d'une façon plus ou moins uniforme sur le globe, comme le montre la figure 3 *a*.

Magnétisons au contraire, même faiblement, le globe-cathode, nous verrons alors les taches se ranger en moyenne en deux zones parallèles à l'équateur magnétique du globe, et plus le globe sera magnétisé, plus les zones de taches se rapprocheront de l'équateur [1].

Les résultats obtenus successivement par Swabe, Wolf, Carrington et Spoerer nous ont appris que les taches du soleil se rangeaient précisément en deux zones entre le 5° et le 40° de latitude N. et S., de telle façon que, à l'époque du minimum des taches, celles-ci commencent à apparaître d'abord aux latitudes élevées et descendent ensuite successivement aux basses latitudes, jusqu'à ce qu'elles atteignent, aux environs de l'époque du maximum des taches, le 16° N. et S.

Si l'on se souvient de ce que j'ai énoncé clairement déjà en 1899 [2], à savoir que les taches du soleil doivent être des centres d'émission pour des faisceaux bien définis de rayons cathodiques très rigides, provoquant des aurores boréales et des perturbations magnétiques sur notre terre, il semble bien, d'après les analogies indiquées plus haut, que les taches solaires peuvent être précisément les points de départ des décharges électriques disruptives provenant du soleil. J'ai trouvé précédemment que ces rayons cathodiques doivent avoir vis-à-vis des forces magnétiques une énorme rigidité, correspondant à $H.\rho = 3 \times 10^6$ C. G. S., ou : L'intensité du champ multiplié par le rayon de courbure d'un élément de trajectoire normal sur la force doit être, à chaque place, égale à 3 millions.

Afin de prendre une comparaison qu'on puisse se rappeler facilement, on remarque que le même produit en chiffres ronds peut être établi comme suit :

Pour les rayons cathodiques 300, par les rayons β de radium 3 000, pour les rayons de canal 30 000, pour les rayons α 300 000 et enfin pour nos rayons hélio-cathodiques 3 000 000.

[1] Le soleil et ses taches. *C. R.*, 21 août 1911.

[2] Recherches sur les taches du soleil et leur origine. Page 167. Christiania, 1900.

On peut déduire de l'équation ci-dessus que le soleil envoie ses rayons sous une tension électrique d'au moins 600 millions de volts.[1]

La dépression probable que beaucoup d'astronomes estiment devoir exister dans la photosphère, dans une tache, peut aussi s'expliquer facilement en se reportant aux expériences connues, faites avec du mercure comme cathode dans un tube de décharge. Il est creusé dans le mercure une étroite cavité, au point d'où part la décharge, et la pression exercée par cette décharge sur la surface est probablement proportionnelle à l'énergie de la décharge. En ce qui concerne le soleil, cette énergie doit être énorme ; j'ai trouvé, à titre d'évaluation, un chiffre d'un ordre de grandeur 10^{36} erg. *(l. c.)*.

Revenons maintenant à nos expériences. La figure 4 montre une décharge dans un vacuum-vase assez grand, avec un globe-



Fig. 4.

cathode, où de longs faisceaux de rayons sortent des taches d'éruption. On obtient de préférence ce phénomène si l'on place une couple de bouteilles de Leyde en parallèle avec le tube de décharge. On remarque dans ce cas que, au-dessus des dé-

[1] Phénomènes célestes et analogies expérimentales. *C. R.*, 13 novembre 1911.

charges dirigées d'une façon uniforme, sont superposées des oscillations électriques [1]. Si l'on magnétise maintenant légèrement le globe-cathode, les taches se rangent, comme nous l'avons vu plus haut, en deux zones, tandis que les longs faisceaux de rayons sont recourbés par le magnétisme, tout à fait de la façon que j'ai supposée pour expliquer pourquoi une perturbation magnétique parvient sur la terre jusqu'à 50 heures après le moment où la tache solaire, qui a provoqué la perturbation, a passé le méridien central du soleil [2].

Les expériences qui viennent d'être mentionnées semblent permettre de supposer que les oscillations régulières que l'on observe parfois dans le magnétisme terrestre (ondes élémentaires), sont dues à de lentes oscillations électriques dans les longs faisceaux de rayons provenant des taches du soleil.

Si, en prenant nos analogies expérimentales comme point de départ, nous voulons essayer d'arriver à comprendre les causes de la période undécennale des taches du soleil, il nous faut d'abord arriver à connaître la nature de nos décharges disruptives. Nous nous trouvons ici en présence d'un phénomène tout à fait nouveau dans la théorie des décharges électriques. Ces décharges éruptives peuvent atteindre une très grande violence lorsqu'on se sert d'une grande cathode éventuellement avec un grand condensateur accouplé en parallèle, et qu'on fasse en outre se produire la décharge dans du gaz hydrogène raréfié à l'extrême et mélangé avec un peu de vapeur d'huile de vaseline.

Avec un vase de décharge d'une capacité de 320 litres, j'ai obtenu des résultats surprenants en faisant servir comme cathode les parties métalliques du vase (le plancher et le plafond étaient formés de plaques d'acier) et en adjoignant en outre un condensateur d'un demi microfarade.

Les décharges éruptives provenant des taches sur les plaques d'acier arrachaient avec elles des particules d'acier incandes-

[1] Oscillations hertziennes produites par des décharges intermittentes partant des taches isolées d'une cathode dans un tube de Crookes. *C. R.*, 17 mars 1913.

[2] Sur la déviabilité magnétique des rayons corpusculaires provenant du soleil. *C. R.*, 24 janvier 1910.

centes, qui étaient projetées plus ou moins verticalement sur la surface de la cathode.

Pour expliquer ces décharges éruptives. on peut vraisemblablement supposer qu'il se forme autour du globe-cathode un manteau isolant de molécules gazeux ou de ions d'une nature complexe, atmosphère qui donne naissance à une sorte de polarisation à haute tension, laquelle cherche à arrêter les décharges continuelles. Des perforations, semblables pour ainsi dire à des courts-circuits, se produisent à certains intervalles sous forme d'éruptions électriques.

Les éruptions se produisent à intervalles égaux et, dans l'entre-temps, on a une décharge tranquille émanant de la surface de tout le globe, comme le montre la figure 5. Ces décharges

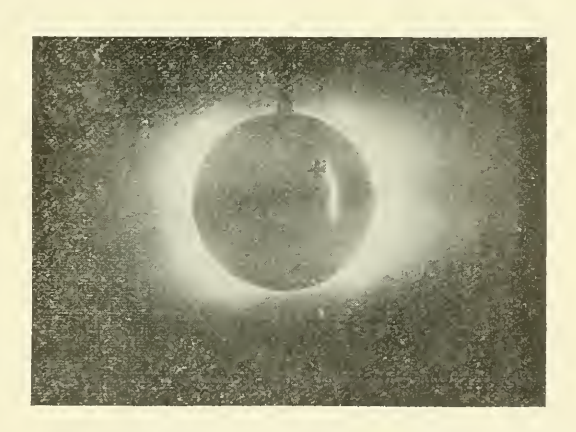


Fig. 5. — Couronne électrique autour d'un globe-cathode magnétique.

uniformes donnent lieu à un phénomène lumineux qui a une grande ressemblance avec la couronne du soleil. Quelquefois, pendant l'expérience, des faisceaux lumineux bien caractéristiques sortent en abondance des régions polaires du globe-cathode, exactement comme le montre la photographie de la couronne solaire (fig. 6). Or, si le globe magnétique est *anode,* tous les phénomènes de décharge autour du globe sont tout à fait différents.

Il n'est donc plus possible de dire que le soleil porte une

charge positive relative à l'espace ambiant, ce que plusieurs astro-physiciens ont considéré comme le plus probable.

Avant chaque éruption électrique, la tension de la décharge monte, tandis que l'intensité du courant baisse, par exemple de 30 et de 75 % respectivement et que la couronne électrique diminue. Ensuite se produit l'éruption, avec une déformation locale de la couronne électrique près de la tache. La décharge tranquille suit et la couronne électrique est alors le plus developpé. A cet égard, il est très intéressant de rappeler qu'à l'époque du minimum des taches solaires, la couronne du soleil semble particulièrement développée sur un grand espace autour de l'équateur et qu'elle montre aux pôles des faisceaux en forme d'éventail. Dans les années riches en taches, elle est au con-

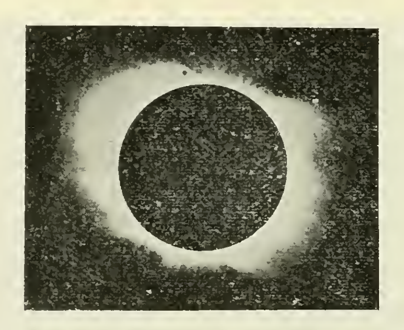


Fig. 6. — Couronne solaire, 28 mai 1919 (Bernard et Ritchey).

traire faiblement développée autour de l'équateur et des pôles, mais elle a dans d'autres sens des ramifications irrégulières plus fortes.

La grande et extraordinaire capacité électrique que montre le globe-cathode pendant ces décharges varie un peu suivant les différentes conditions dans lesquelles se produisent les décharges. Pour un globe de 24 cm. de diamètre, cette capacité peut atteindre $\frac{1}{10}$ microfarade, ce qui, pris schématiquement, revient à dire qu'on aurait formé autour du globe une double couche d'électricité, séparée par une couche intermédiaire isolante de quelques millièmes de millimètres.

S'il fallait calculer la capacité correspondante du soleil en proportion du carré du rayon, elle serait d'un ordre de 10^{18} microfarades.

Il faut présumer que cette tension négative, que l'on suppose ici au soleil, se maintient par radiation, et que le soleil, à cause de sa température élevée, envoie dans l'espace d'énormes quantités d'électrons et de ions positifs et négatifs [1].

Nous pouvons donc penser que, de la même façon que nous l'avons vu dans nos expériences, il se forme sur le soleil une polarisation à haute tension avec charge négative du soleil, et que les éruptions, sous forme de taches solaires, traverse l'enveloppe de la polarisation, lorsque les tensions deviennent trop grandes.

Le fait que les taches du soleil sont des phénomènes relativement stables, ou en tout cas d'une très longue existence par rapport à nos éruptions expérimentales, n'est pas un obstacle essentiel à l'hypothèse ci-dessus. En effet, j'ai réussi, dans certaines conditions, à produire sur mes globes-cathodes des décharges éruptives durant plusieurs secondes à la fois, et on observe d'ailleurs dans les décharges avec cathodes fluides, de mercure par exemple, des rayonnements correspondants et très stables provenant des taches de la cathode.

Il arrive presque toujours dans les expériences avec décharges éruptives, où le globe n'est pas magnétique, qu'on voie des ramifications lumineuses sortir des taches, de sorte que tout prend la forme d'une étoile de mer (voir figure 7 *a*). Quelquefois, ces ramifications se rassemblent du côté diamétralement opposé du globe.

Si le globe-cathode est magnétisé, on aperçoit quelques-unes de ces ramifications tourner en spirale autour de la tache près de la surface du globe. Sur l'hémisphère du globe contenant le pôle nord, ces spirales tournent dans le sens opposé à celui des aiguilles d'une montre; sur l'autre hémisphère du globe, elles tournent dans le même sens que les aiguilles. Les figures 7 *b* et 7 *c* montrent ces spirales. La partie supérieure du globe contient le pôle nord magnétique. Ceci correspond bien aux

[1] Sur la source de l'électricité des étoiles, *C. R.* 23 décembre 1912.

résultats trouvés par Hale, Ellerman et Fox pour les tourbillons d'hydrogène et de vapeurs de calcium autour des taches du soleil, à condition que le soleil et la terre soient magnétisés en

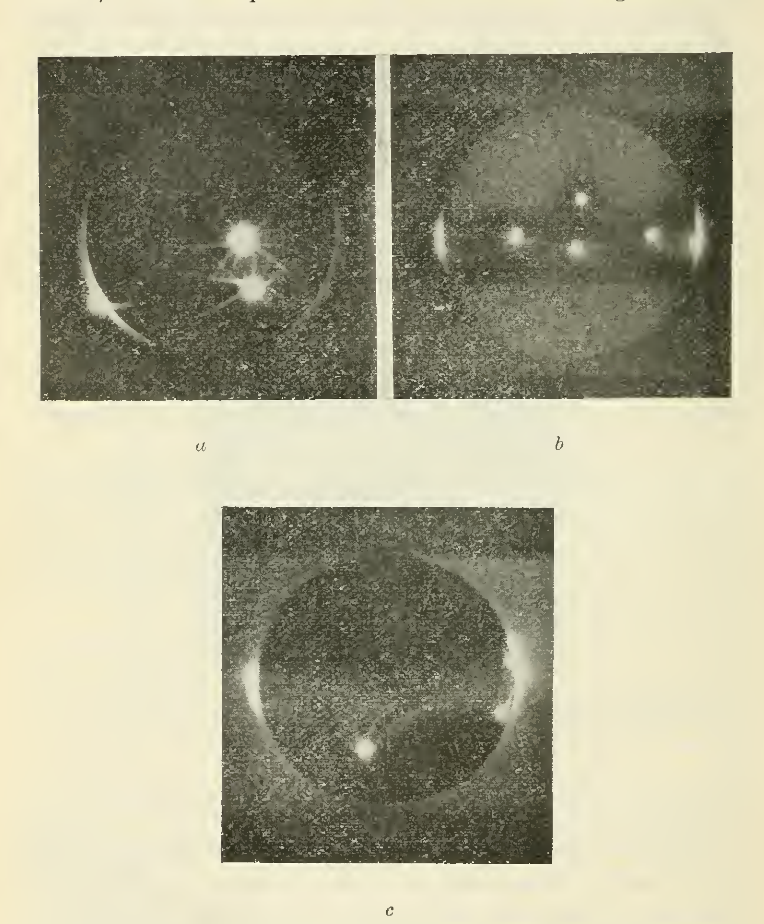


Fig. 7. — Tourbillons électriques lumineux en sens inverse sur les deux côtés de l'équateur magnétique.

sens inverse, comme me l'ont fait supposer les 50 heures de retard dans les perturbations magnétiques sur la terre. J'ai déjà mentionné ces tourbillons dans ma note du 13 novembre 1911.

Les dernières figures nous montrent encore une chose. A chaque décharge, une luminosité court autour de l'équateur sur le globe magnétique, et le sens de sa course est précisément celui qui est indiqué par les spirales, de gauche à droite. Il semble que la vitesse de rotation de cette luminosité soit plus grande à l'équateur. L'anneau lumineux s'aperçoit assez distinctement sur les photographies.

J'espère pouvoir arriver plus tard à cinématographier ce phénomène sur mon globe-cathode de 36 cm., les changements se produisant assez lentement, surtout lorsqu'on adjoint en parallèle un condensateur d'une grande capacité. Comme nous le verrons plus loin, cette recherche a une grande importance pour la compréhension des différentes rotations des taches solaires aux différentes latitudes.

Dans la théorie qui vient d'être exposée, il semble logique d'essayer d'expliquer les différents mouvements quotidiens des taches du soleil par une action électro-magnétique, mais on n'y est pas encore parvenu. Il existe encore trop de traits inconnus dans ces phénomènes électriques [1].

Nous allons maintenant nous occuper de la période undécennale des taches du soleil, et voir si, en partant de nos analogies expérimentales, nous pouvons nous hasarder à donner une explication plausible de l'origine de cette période.

Il nous faut d'abord chercher une cause vraisemblable au magnétisme du soleil. Que le soleil dans son ensemble soit magnétique, il n'est personne qui en doute maintenant. Les différentes particularités observées dans la couronne du soleil, principalement dans les régions polaires, ont été les phénomènes qui, les premiers, ont donné naissance à cette pensée. La découverte faite par Hale du fort magnétisme local qui apparaît parfois dans les taches du soleil est venue ensuite écarter toute incertitude sur ce point. Or, le moment magnétique du soleil, que j'ai calculé être environ cent fois plus grand que celui de la terre, doit sans doute son origine à des courants électriques circulant en général d'une façon assez parallèle à l'équateur du soleil. Mais d'où proviennent ces courants et qu'est-ce

[1] Sur la constitution électrique du soleil *C. R.* 4 septembre 1911.

qui règle leur intensité? Cette intensité elle-même, est-elle assez constante?

Mon avis est que ce sont précisément les violentes décharges électriques éruptives et leurs longs faisceaux de rayons provenant des taches du soleil qui donnent indirectement lieu au magnétisme du soleil. Il se forme de violents courants d'induction dans l'intérieur gazéiforme du soleil en rotation, intérieur qui, cependant, peut être considéré comme un conducteur électrique.

J'ai essayé à plusieurs reprises d'établir des calculs complets qui permettraient de vérifier mon hypothèse, mais ils ne sont pas encore terminés.

Nous savons que les courants électriques circulant dans de grands globes faits de matériaux bons conducteurs ont une grande persistance [1]. Lamb a trouvé que, pour un globe de cuivre aussi grand que la terre, il s'écoulerait dix millions d'années avant que les courants ne s'abaissent jusqu'à $\frac{1}{e}$ de leur intensité primitive. Les effets d'induction produits par les rayons électriques émanant des taches du soleil, et qui se produisent à certains intervalles, peuvent donc donner naissance à des courants de longue durée. si les conditions d'ailleurs le permettent. Il est probable que, en ce qui concerne le soleil, nous serons obligés de supposer une conductibilité assez faible dans l'intérieur gazéiforme, de telle sorte que les courants électriques qui y sont créés et y circulent se trouvent réduits avec une rapidité relativement grande et se transforment en chaleur.

En nous plaçant à ce point de vue, nous allons essayer de trouver une explication à la période undecennale du soleil. Nous avons vu précédemment par les résultats de mes recherches que les taches correspondant aux éruptions électriques sur le globe-cathode se rangent en deux zones se rapprochant continuellement de l'équateur, au fur et à mesure qu'augmente le magnétisme du globe. Il faut aussi mentionner dans cet ordre de choses un autre phénomène remarquable. La polarisation à

[1] Voir Lorberg, *Journal de Crelle*. t. 71,1870, et Lamb. *Phil. trans.* 1883.

haute tension, qui donne lieu aux éruptions, diminue sensiblement lorsque le magnétisme augmente, tandis que les taches deviennent plus nombreuses par unité de temps mais deviennent aussi de plus en plus petites au fur et à mesure qu'elles s'approchent de l'équateur.

Il semble que quelquechose d'analogue se passe pour le soleil. On peut penser que les éruptions relativement plus fortes aux latitudes élevées donnent lieu à de forts courants d'induction, qui augmentent le magnétisme du soleil, magnétisme qui doit être présumé faible à l'époque du minimum des taches solaires, puisque celles-ci atteignent les hautes latitudes. Au fur et à mesures qu'augmente le magnétisme du soleil, le nombre des taches augmente, mais la latitude héliocentrique des taches diminue jusqu'à ce qu'elles arrivent au 16° N. et S., à l'époque du maximum des taches du soleil. Si l'on admet cette hypothèse, il est évident que le magnétisme du soleil doit encore augmenter pendant un certain temps, pendant que l'intensité des taches diminue et que l'atmosphère de ions, qui donne lieu à la polarisation à haute tension, se trouve de plus en plus déformée par les forces magnétiques et s'élargisse près de l'équateur au fur et à mesure que grandit le magnétisme solaire.

Il est par conséquent permis de supposer que les courants induits dans l'intérieur du soleil n'augmentent plus à partir d'un certain moment, puisqu'il n'y a plus de taches *actives*, c'est-à-dire puisqu'il n'y a plus d'éruptions suffisamment fortes. Il s'en suit que les courants circulant dans l'intérieur du soleil recommencent bientôt à perdre de leur intensité, attendu qu'ils se transforment en chaleur ; l'atmosphère de ions, qui produit la polarisation à haute tension, tend alors à reprendre son état primitif, lequel, pour le globe non magnétique, est indubitablement un manteau de forme sphérique enveloppant concentriquement le globe.

Pour ce qui est du soleil, il faut donc présumer que, en même temps que le magnétisme du soleil diminue jusqu'à la prochaine période de minimum des taches solaires, les ions de polarisation se rangent de nouveau d'après, pourrait-on dire, une « période de fatigue ».

Dans le dernier rapport de Hale[1] on trouve qu'un essai a déjà été fait pour observer un petit effet de Zeeman dû au faible champ magnétique général du soleil.

Il est probable que Hale, avec les excellents appareils dont il dispose, réussira à mesurer le magnétisme général du soleil.

Je prédis que ces mesures feront découvrir une période undécennale fortement accentuée dans le magnétisme solaire. A l'époque du minimum des taches solaires, le magnétisme aussi a son minimum. Le mouvement de latitude des taches exige, à mon avis, comme plus probable supposition, une telle période magnétique du soleil, ou alors une période undécennale très accentuée dans la tension électrique solaire.

Si de tels phénomènes électriques et magnétiques jouent dans notre soleil le rôle que je viens de leur supposer, il est évident qu'il se passe quelquechose d'analogue pour les étoiles.

Dans mon travail : « Sur les taches du soleil » *(loc. cit.*, p. 151), je supposais déjà que la période undécennale des taches solaires pouvait servir d'exemple pour expliquer les phénomènes de certaines étoiles périodiques, telles que *Mira Cetti* et χ *Cygni*, ainsi que l'apparition de nouvelles étoiles. On peut présumer que, dans des soleils qui sont en train de s'entourer de croûtes, les éruptions électriques peuvent produire des altérations plus visibles que par exemple dans notre soleil, les explosifs électriques pour ainsi dire s'alliant aux explosifs termodynamiques qui se trouvent nécessairement au bout de quelque temps sous la croûte stellaire nouvellement formée.

Planètes et satellites

Nous allons voir maintenant comment nos analogies expérimentales nous amènent à l'idée qu'il doit exister, dans chaque système solaire en évolution, des forces électromagnétiques du même ordre de grandeur que les forces de gravitation, et qui agissent sur des corpuscules de matière avec charge électrique. Par la coopération de toutes ces forces, on peut penser que des

[1] Mount Wilson Solar Observatory. Annual Report of the Director, 1912, p. 179.

planètes, ayant des orbites presque circulaires et situés presque dans le même plan, peuvent se former autour de notre soleil. Autour de ces planètes se forment à leur tour des lunes et des anneaux, et jusque dans les profondeurs de l'espace, ces mêmes forces agissant de concert donnent naissance à des nébuleuses en forme d'anneaux et de spirales [1].

Le point de départ fondamental de la théorie est, comme je l'ai dit plus haut, qu'il faut supposer que tous les soleils ont par rapport à l'espace environnant une énorme tension électrique *négative* maintenue par la radiation soit de rayons lumineux soit de rayons corpusculaires.

Les expériences nous montrent maintenant que, dans toutes les décharges électriques dans le vide, comme celles dont il est question dans nos analogies expérimentales, le pôle négatif projette des particules de matières avec une rapidité qui peut devenir relativement très grande si la tension électrique employée est grande et la température élevée.

Si, par exemple, le pôle négatif (la cathode) est une petite plaque de platine de deux millimètres carrés environ, on peut en deux heures recouvrir complètement du plus brillant miroir de platine des objets d'une superficie de plusieurs décimètres carrés, placés à une assez grande distance de la cathode.

Il dépend des conditions dans lesquelles s'effectuent les essais que les particules ainsi projetées de la cathode deviennent des corpuscules colloïdaux, des accumulations de molécules ou même des atomes séparés.

Une analyse mathématique approfondie permet maintenant de résoudre la question de savoir ce qu'il advient de ces corpuscules électriques qui sont projetés d'un corps central, par exemple du soleil.

Il apparaît qu'une grande partie des corpuscules peuvent être complètement rejetés hors du système pour n'y plus jamais revenir, une autre partie importante retombera, par suite de la gravitation, sur le corps central, tandis qu'enfin un troisième groupe de corpuscules, moins considérable celui-ci, s'assem-

[1] Sur l'origine des planètes et de leurs satellites. *C. R.*, 4 nov. 1912.

blera et formera des planètes entraînées dans une rotation continuelle autour du soleil.

Ce dernier groupe de particules a été tout spécialement l'objet de recherches étendues. Les particules qui les composent ne sont projetées qu'auprès du plan équatorial magnétique, et les expériences ont montré que les décharges électriques se produisent *de préférence* autour de ce plan.

La figure 8 ci-dessous représente une intéressante expérience. où un petit globe-cathode de 2.5 cm. de diamètre envoie ses rayons dans le plan équatorial magnétique. Ce plan de rayons rencontrait les parois de verre du grand vase de décharge (320 litres) sous forme d'un ruban nettement phosphorescent. Dans mon grand nouveau vase (1000 litres), j'espère, en me servant



Fig. 8. — Décharge d'un globe-cathode magnétique de cm. 2,5 de diamètre dans un vase d'une capacité de 320 litres.

d'un globe-cathode encore plus petit (d'un diamètre un peu inférieur à un centimètre), arriver à produire un phénomène conforme et analogue à celui que produirait le soleil en envoyant un plan de rayons ayant le diamètre de l'orbite terrestre, ce que j'ai admis pour expliquer la lumière zodiacale.

Dans cette expérience, le magnétisme du globe-cathode a été choisi de façon à ce que presque tous les rayons de la cathode se trouvent près du plan équatorial. Dans le cas où des parties de matière électriques seraient projetées hors du soleil, les mouvements, dans ce plan de rayons, correspondraient en

somme aux mouvements donnés au troisième groupe de corpuscules mentionné plus haut. Les autres particules projetées du soleil seraient précipitées dans l'infini ou retomberaient sur le soleil. On peut démontrer en tout cas qu'elles ne pourraient s'agglomérer en une agrégation considérable.

L'analyse mathématique nous amène à la conclusion que, pour les particules de cette nature dans le plan équatorial, il existe toute une série de cercles-limites, dont certains groupes de corpuscules s'approchent d'une façon asymptotique. On peut démontrer que la condition nécessaire et suffisante pour qu'une particule s'approche d'un cercle-limite avec un rayon $n . r_0$, lorsque $n > 1 + \sqrt{2}$, est que les équations suivantes aient lieu pour une valeur de ϑ entre -1 et $+1$.

$$\frac{r_0 v_0^2}{-\mu} = 2 - \frac{1}{n} + \frac{1}{n(n + \vartheta \sqrt{2n+1})} \tag{1}$$

$$\frac{v_0^2 r_0^4}{\lambda^2 M^2} = \left[2 - \frac{1}{n} + \frac{1}{n(n+\vartheta\sqrt{2n+1})}\right] \frac{(n + \vartheta \sqrt{2n+1})(n + 1 + \vartheta\sqrt{2n+1})}{n^3} \tag{2}$$

$$l = 2 = n + \vartheta \sqrt{2n+1}, \tag{3}$$

où

$$l = -kn, \qquad n = \frac{r}{r_0}, \qquad r_0^2 v_0 \sin \alpha_0 = \lambda M (1 + k),$$

où r_0 est le rayon du corps central, v_0 la vitesse initiale de la particule sous l'angle α_0, et où λ, μ, M sont certaines constantes.

Nos équations nous amènent à ce résultat que les corpuscules mentionnés s'assemblent autour de certains cercles déterminés dans le plan équatorial. Ceux qui ont la masse relativement la plus grande par rapport à la charge électrique s'assemblent autour de cercles à une petite distance du corps central, tandis que ceux qui n'ont qu'une densité relativement petite continuent leur course en des trajectoires plus éloignées du corps central.

Lorsque les particules ont perdu leur charge électrique, ce qui arrive peu après leur projection, ils se mettent à décrire des ellipses d'une très petite excentricité, avec le corps central

comme foyer, à condition que la distance qui les sépare du corps central soit grande par rapport au rayon de celui-ci.

Enfin, dans des conditions par ailleurs semblables, les particules chargées *positivement* formeront des planètes tournant directement autour du soleil, avec des orbites d'un moindre rayon que les particules chargées *négativement*, qui s'assembleront autour du soleil en un mouvement rétrograde, avec des trajectoires d'un grand rayon. On suppose pour cela que le soleil est magnétisé à l'inverse de la terre, ce qui, comme nous l'avons vu plus haut, est une hypothèse nécessaire.

Tous ces résultats peuvent trouver leur application sur notre système solaire, que nous devons nous représenter composé à l'origine d'un grand corps central qui, au cours des temps, a projeté des particules électriques dans l'espace ambiant.

L'étonnante découverte récemment faite au sujet des systèmes de lunes de Jupiter et de Saturne, et qui a démontré que les lunes extérieures tournaient autour des planètes en sens inverse des lunes intérieures — découverte qui met dans une situation très difficile les théories antérieures — concorde, on vient de le voir, avec notre théorie. Celle-ci semble en effet prévoir que si on découvre jamais de nouvelles planètes, suffisamment plus loin du soleil que Neptune, elles tourneront probablement autour du soleil en sens inverse des planètes intérieures.

On peut supposer que les 700 planétoïdes et plus, avec orbites entre celles de Mars et de Jupiter, ont été formés à l'origine par un anneau de poussière, qui en tout cas n'a pas encore pu s'agréger en une ou plusieurs grandes planètes.

Les anneaux de Saturne peuvent être considérés, au moins en partie, comme des anneaux de poussière à un stade encore peu avancé. Dix lunes sont déjà formées ; toutes les dix sont situées près du plan des anneaux, et la plus extrême a autour de Saturne un mouvement rétrograde. Mais on peut penser que plusieurs lunes peuvent encore être formées par l'anneau avant qu'il ne disparaisse, et qu'ensuite leur nombre se trouvera réduit, au cours des temps, par des collisions.

Pour que ces hypothèses puissent être maintenues, il faut que nous soyons en mesure de démontrer, au moyen d'expé-

riences, que les particules de métal qui, par suite d'une désintégration électrique, se trouvent projetées en dehors d'un pôle métallique *négatif* dans un tube de Crookes, entraînent pour la plupart avec elles une charge électrique *positive*.

Tel que le soleil est magnétisé, les planètes iraient, suivant cette théorie, en sens inverse de ce qu'elles font en réalité, si un pôle négatif (dans le cas présent : le soleil) ne projetait que des particules négatives, ce qui, à priori, semble assez raisonnable.

Afin de faire la lumière sur ce point, qui semblait de prime abord faire échouer toute la théorie, j'ai procédé à une longue suite d'expériences qui ne sont pas encore complètement achevées. Les résultats obtenus jusqu'ici sont cependant des plus encourageants.

Je suis parvenu à produire de longs faisceaux de rayons positifs rigides, formés certainement d'atomes avec charge positive, et la longueur du faisceau de rayons augmentait sensiblement avec la tension électrique employée et avec la température de la cathode.

J'ai obtenu des rayons de palladium, de platine et d'uranium en employant sur la cathode de 15 à 20 000 volts (le pôle positif était mis à terre) et avec des températures de 1200° à environ 1800° C.

Dans ces conditions particulières, j'ai réussi à produire des faisceaux par exemple de rayons de platine qui, après des décharges d'une durée suffisante, arrivaient à produire des images d'ombre bien nettes dans les précipitations métalliques sur une plaque de verre.

Il semble résulter de ces expériences que ces rayons positifs d'atomes métalliques possèdent plusieurs des propriétés les plus caractéristiques des rayons α. La façon dont ils se forment dans la matière solide de la cathode, et la façon dont ils s'étendent et s'arrêtent dans le médium environnant, parlent en faveur de cette idée.

Je suis aussi parvenu à traverser avec des rayons de platine, et surtout avec des rayons d'uranium métallique, de minces feuilles d'aluminium, comme on peut le faire avec les rayons α.

Je vais décrire d'une façon plus détaillée deux de ces expériences.

Les rayons émanant d'une petite cathode de palladium furent projetés, à travers un petit trou, dans une capsule de métal complètement fermée par ailleurs et reliée au sol, pour entrer ensuite entre deux plaques de cuivre parallèles, placées à une petite distance l'une de l'autre. L'une des plaques avait moins 200 volts, l'autre — zéro — était mise à terre.

Après trois heures d'expérience, les couches de palladium étaient tout à fait différentes sur les deux plaques. Sur la plaque — 200 apparaissait un faisceau de rayons long et mince, assez nettement délimité, où les précipitations étaient très abondantes. Mais il y avait en outre *partout* sur cette plaque (qui avait 6,5 cm. de long et 4.5 cm. de large). même par derrière, une couche très faible de palladium. Sur l'autre plaque à zéro, dont les dimensions étaient les mêmes, il y avait un dépôt court et large, en forme d'éventail, d'une toute autre nature que sur la plaque — 200 ; en outre, on n'apercevait par ailleurs sur la plaque aucune couche supplémentaire, ni par devant, ni par derrière. Cette expérience fut répétée plus de 20 fois sous des formes variées et donna dans ses parties essentielles le même résultat.

J'explique la couche mince et diffuse sur la plaque — 200 de la façon suivante : Après que les rayons métalliques ont perdu leur vitesse, ils se trouvent aspirés électrostatiquement, d'une façon uniforme,,vers la plaque — 200 et tout autour de celle-ci.

Pour les expériences faites en vue de démontrer que les rayons métalliques traversaient une feuille d'aluminium, j'ai procédé de la manière suivante :

Dans le couvercle d'une petite cassette de cuivre, je perçai 4 petits trous, d'un diamètre de 0,5 mm, tout près les uns des autres. Je pris ensuite une feuille d'aluminium des plus minces, environ un millième de millimètre, et, à l'aide du microscope, je choisis quelques petites parties entières, qui furent placées en une, deux, trois et quatre couches au dessus des quatre trous. Sous le tout était disposée une plaque de verre. Un petit aimant d'acier fut mis derrière la cassette pour faire dévier les rayons cathodiques ordinaires de la cathode qui était placée à une distance de 20 mm., devant les trous de la cassette.

Après que les décharges se furent succédées pendant une à

deux heures, la cassette fut ouverte et la plaque de verre examinée. Les précipitations métalliques à travers la feuille d'aluminium n'étaient pas tellement importantes qu'on pût les distinguer à l'œil nu, mais en respirant sur le verre, une forte tache nettement ronde apparut sous le trou qui était muni d'*une* couche de feuille d'aluminium. Sous le trou recouvert de deux couches, on put aussi nettement apercevoir une tache ; sous le trou recouvert de trois couches on ne distingua qu'avec difficulté la tache de buée produite par la respiration ; mais sous le quatrième trou, qui était muni de quatre couches d'aluminium, il fut impossible d'apercevoir même des traces.

Des rayons cathodiques, rigides comme ils l'étaient dans ces décharges, ayant traversé très facilement même les quatre couches d'une feuille d'aluminium assez mince, et ces rayons dans la plupart des cas ayant d'ailleurs été déviés par un aimant d'acier, on est donc en droit de supposer que ce ne sont pas les rayons cathodiques, mais bien les rayons métalliques qui ont modifié la plaque de verre en traversant les feuilles d'aluminium. Ces expériences vont cependant être continuées ainsi que les expériences ayant pour but de déterminer la charge et la masse des corpuscules métalliques.

Un point doit encore être souligné dans ces expériences. J'ai dit plus haut que, dans certaines conditions, il pouvait se produire de fortes oscillations dans un circuit couplé en parallèles (*C. R.,* 17 mars 1913), avec anode et cathode comme pôles. Il résulte des expériences que la désintégration de la cathode, dans les conditions précitées, est beaucoup plus forte, et que, dans ce cas, des faisceaux lumineux de rayons émanent des points différents de la cathode. A ces points surtout, le matériel cathodique se trouve fortement désintégré, de sorte que, à l'examen microscopique, la surface de la cathode donnait l'impression d'avoir été corrodée et d'avoir une quantité de petites cavernes fines. Ces expériences ont aussi permis de constater que, pour obtenir un fort dégagement de rayons métalliques positifs de la cathode, on n'a pas besoin de maintenir la température aussi élevée qu'il l'a été indiqué plus haut, lorsqu'on y accouple un circuit d'oscillations.

On sait que les rayons connus sous le nom de rayons α sont

composés d'atomes d'hélium positifs projetés avec une extrême vitesse d'une matière radioactive, par exemple du radium. Par suite des découvertes mentionnées plus haut, il semble qu'on puisse étendre la notion des rayons α et lui faire embrasser également les rayons formés de tous les atomes positifs et projetés avec une telle vitesse qu'ils donnent lieu aux mêmes propriétés que les rayons α. Quant aux processus servant à former ces rayons, on pourrait les nommer électro-radioactivité.

Malgré des expériences qui continuent toujours, il n'a cependant pas encore été possible de fournir la preuve que, par cette radioactivité étendue, on pût transmuter les uns dans les autres les éléments chimiques, et on n'est pas arrivé non plus à démontrer si la désintégration d'une cathode développait de la chaleur comme quand le radium se transforme. Ce dernier point aurait une importance capitale pour la question de la provision de chaleur et de la durée d'existence du soleil et des étoiles.

Si une transmutation d'éléments, comme celle que Ramsay prétend avoir démontrée, peut se produire dans la forme de radioactivité présumée ici. on serait en droit de penser que les gaz, dont sont formés à l'origine notre atmosphère et les océans, ont été produits par une dégradation d'éléments, au cours de la même désintégration électrique de la matière terrestre qui, à la fin, a amené la création de notre lune.

Les recherches connues de Ritter nous amènent à supposer que si la température de la surface solide d'un corps céleste dépasse une certaine valeur, l'atmosphère de ce corps ne possède aucune limite, mais les gaz s'échappent dans l'espace.

L'atmosphère de la terre semble donc avoir été formée à une époque relativement tardive.

Il est probable aussi que l'atmosphère et l'eau de la terre disparaîtront peu à peu, les couches extrêmes de l'enveloppe terrestre, laquelle contient aussi de la poussière cosmique, étant tellement soumises à l'action des rayons du soleil que, malgré la gravitation, un certain nombre de molécules gazeuses — surtout celles qui sont chauffées par la poussière — se perdront toujours dans l'espace.

L'espace vide.

L'hypothèse que toute étoile en évolution projette dans l'espace des corpuscules électriques, par une radioactivité dans le sens étendu que nous lui donnons ici, aboutit naturellement à une pensée qui semble avoir une grande portée lorsqu'il s'agit de chercher à comprendre le mécanisme de l'univers. Il semble en effet plausible que la plus grande masse de l'espace ne réside pas dans les étoiles ou dans les nébuleuses, mais bien dans « l'espace vide », qu'on peut supposer rempli de corpuscules volants de toute nature — d'électrons, d'atomes et de molécules ou plus grosses particules, électriques ou non, représentant tous les éléments chimiques.

Si une masse comme notre système solaire était répartie uniformément, comme atomes de fer par exemple, dans un globe ayant un rayon égal à la distance d'ici à notre étoile la plus proche (α Centaure), il tomberait seulement un atome par 8 centimètres cubes de l'espace.

Mais il semble que nous puissions supposer dans l'espace une densité de corpuscules cent fois plus grande que celle que nous venons de mentionner, sans que notre hypothèse se trouve en désaccord avec l'expérience acquise, que ce soit pour des raisons d'optique ou à cause de la résistance que les corps célestes rencontreraient dans leur mouvement, ou encore à cause de l'absorption dans l'espace des rayons corpusculaires émis par le soleil.

Si nous supposons donc un globe ayant son centre dans notre système solaire et avec un rayon de 5000 années lumineuses, les centaines de millions d'étoiles de la Voie lactée s'y trouveront certainement renfermées, mais il est cependant possible que l'espace vide dans le globe contienne encore comme corpuscules invisibles cent fois plus de particules de matière que toutes les étoiles ensemble.

La poussière atomique ou moléculaire supposée existant dans l'espace peut être jusqu'à un certain point considérée comme de la matière dans une quatrième forme d'agrégation, à peu près comme la « matière radiante » de Crookes, différant

sensiblement de la matière gazéiforme en ce sens que les molécules ne possèdent qu'une véritable force vive, et n'ont presqu'aucune énergie dégradée sous forme de mouvement de chaleur.

Certains physiciens regardent les atomes comme des tourbillons d'éther entre des masses électriques. Si l'on s'en tient à cette idée, on arrive très bien à combiner la supposition d'une mer d'éther infinie avec notre hypothèse d'atomes volants dans l'espace infini — un éther infini rempli partout de tourbillons d'éther.

On ne peut naturellement pas supposer que la densité de ces corpuscules volants soit partout uniforme. Il est probable que cette densité, précisément autour du soleil, est énormément plus grande, puisque nous admettons que le soleil projette des corpuscules de toute nature. Nous avons là, semble-t-il, une explication plausible pour un phénomène resté jusqu'ici mystérieux, le voile obscur autour du soleil, dans lequel Pickering et d'autres prétendent qu'une fraction très importante, de $\frac{3}{4}$ à $\frac{1}{3}$, des rayons solaires serait absorbée. D'autre part, Julius, au cours d'une éclipse récente, en 1912, a constaté que moins de $\frac{1}{1000}$ du rayonnement total du soleil était dû à une enveloppe atmosphérique en dehors de la photosphère.

Il paraît toutefois résulter des théories énoncées ici qu'on pourra rechercher l'explication de ce phénomène dans l'idée que l'énergie lumineuse, qui d'une façon presque incompréhensible est absorbée dans le « dusky veil », est employée à arracher aux atomes et molécules volants leurs électrons, ce qui amène la formation de rayons cathodiques, lesquels contribuent peut-être à leur tour à former la couronne du soleil.

Poussons un peu plus loin cette hypothèse d'une telle atmosphère de corpuscules autour du soleil, même si cela nous oblige à nous aventurer sur un terrain plus incertain. Nous savons qu'il faudrait environ 70,000 ans à notre soleil pour parcourir dans sa course dans l'espace une distance égale à celle qui le sépare de sa voisine la plus proche parmi les étoiles. En tant que chiffre d'ordre, un tel nombre d'années pourrait donc peut-être servir s'il s'agissait de se faire une idée des temps dont a besoin le système solaire pour atteindre des parties essentiel-

lement différentes dans l'espace. On pourrait en tous cas très bien penser qu'il existe des nuages plus ou moins épais de ces corpuscules volants, dont nous venons de supposer la présence dans l'univers. Il devrait donc s'en suivre que le soleil, dans un nuage plus épais, se trouvât entouré d'une enveloppe de corpuscules plus dense, d'un voile obscur plus épais, qui modifierait sensiblement l'absorption de la lumière et de la chaleur. On peut évidemment aussi présumer que la densité de l'atmosphère corpusculaire varie suivant des causes intérieures dans le soleil, puisque le soleil projette continuellement de grandes quantités de corpuscules.

Quoi qu'il en soit, il semble que l'existence de ce voile obscur doive amener pour la terre dans le cours des temps, de grands changements de température dans les deux sens.

Dans l'étude des périodes géologiques de la terre, beaucoup de géologues semblent maintenant être d'avis que l'explication des phénomènes exige précisément une cause cosmique extérieure, et que seules les modifications des autres conditions terrestres ne suffisent pas à éclairer la question. La cause des différentes périodes glaciaires de la terre serait peut-être que le voile absorbant autour du soleil eût considérablement modifié sa densité au courant des différents milliers d'années.

L'hypothèse d'une répartition plus ou moins uniforme de ces corpuscules volants dans tout l'espace comporte deux autres conséquences importantes qui concordent entre elles, et dont l'une peut déjà être regardée comme confirmée par l'expérience.

Ces deux conséquences sont les suivantes : 1) la lumière doit être absorbée dans l'espace vide, et 2) les mondes dans l'univers doivent être en nombre infini.

Un des grands philosophes de l'antiquité, Démocrite, enseignait déjà que le nombre des corps célestes était infini, et que les étoiles, qui ressemblent à notre soleil, étaient soumises à de lentes modifications — qu'elles naissaient et disparaissaient.

L'argumentation sur laquelle il appuyait cette opinion était évidemment faible et, depuis son époque, on a eu tant d'indices que sa théorie était inexacte que presque tous les astronomes actuels admettent que le monde est limité et qu'il renferme

200 millions d'étoiles télescopiques. D'autre part, Kelvin présume d'après ses recherches que la Voie lactée doit compter environ un milliard d'étoiles.

Mais les astronomes sont cependant d'avis que l'espace lui-même est une mer d'éther infinie, où s'évanouissent les rayons lumineux et caloriques émanant du soleil et des étoiles.

Les faits les plus importants qui parlent en faveur d'un monde limité ont été surtout fournis par deux recherches de Olbers et de Seeliger.

Olbers a démontré que si la densité des étoiles dans l'infini de l'espace était uniforme, toute la voûte céleste devrait avoir une clarté lumineuse aussi forte que le soleil lui-même. Comme ce n'est pas le cas, la densité des étoiles doit être d'autant plus faible qu'on s'éloigne davantage de notre soleil. Que cette dernière supposition soit exacte, au moins en apparence, nous en trouvons surtout la preuve dans l'analyse de la lumière des étoiles éloignées, qui nous a été donnée par Kapteyn.

Si cependant l'espace entier est rempli de particules volantes, il doit se produire une absorption de lumière qui suffit parfaitement à expliquer les phénomènes observés, lorsque les distances deviennent énormes — des milliers d'années lumineuses.

D'autre part, Seeliger a apporté contre l'infini des masses des étoiles un autre argument très important. Il trouve que s'il y avait un nombre infini d'étoiles, l'attraction des masses, d'après la loi de la gravitation, ferait qu'un corps céleste venant « du dehors » devrait arriver sur notre système avec une vitesse infinie. Mais les mesures obtenues nous ont appris que la vitesse des corps célestes dépasse rarement 100 kilomètres par seconde, et Seeliger en arrive à ce résultat, admis par presque tous les astronomes, que les masses dans l'univers doivent être limitées.

Or, si, comme nous l'avons supposé, les masses les plus considérables de l'espace sont uniformément réparties sous forme de poussière dans l'infini de l'espace vide, les objections de Seeliger disparaissent, car l'attraction exercée sur un corps céleste dépendra essentiellement de l'action des masses les plus rapprochées. En effet, l'attraction exercée par des masses en deça d'une partie très éloignée de l'espace se trouvera annulée

par une attraction correspondante du côté diamétralement opposé.

De la formation des systèmes galactiques

Nous allons maintenant pousser plus loin le développement de notre théorie sur la poussière atomique, exposée déjà plus haut. Nous devons admettre que l'expérience a démontré que toutes les particules de poussières électriques ou non qui flottent dans l'espace ont une tendance à s'agglomérer à la fin, à se condenser en parties de plus en plus grosses. Nous devons admettre aussi que les corpuscules peuvent se déposer sur les corps célestes.

Il convient de renvoyer ici aux simples expériences que j'ai mentionnées précédemment et qui permettent de platiner complètement des plaques de cuivre relativement grandes, en se servant pour cela d'une toute petite cathode de platine. Des expériences encore plus concluantes sont celles qui ont été faites avec des rayons positifs de palladium. Les particules qui avaient une grande vitesse, ainsi que celles qui pratiquement parlé avaient perdu leur vitesse, se déposèrent sur les deux plaques de cuivre parallèles et y formèrent une couche continue de palladium. La tension sur les deux plaques était de — 200 volts et de 0.

Dans ces conditions, l'hypothèse la plus vraisemblable paraît être qu'il règne en moyenne dans l'espace un équilibre entre la désintégration des corps centraux d'une part, et entre l'agglomération ou condensation des petites particules dans l'espace d'autre part; il est évident, en effet, que cette agglomération doit être surtout une fonction de la densité de la poussière primitive, et qu'elle doit diminuer avec celle-ci.

La pulvérisation provenant des corps centraux peut évidemment se produire aussi d'une autre façon que par une désintégration électrique, mais je crois que ce dernier processus — ou la radioactivité des corps centraux dans le sens étendu — est celle qui détermine l'évolution et lui donne son caractère.

Nous savons qu'Arrhenius présume que la poussière cosmique peut être par suite de la pression lumineuse emportée

en dehors des corps centraux, et son assertion est certainement exacte. Mais il n'est pas sûr que ceci joue un rôle bien prépondérant.

D'autre part, les recherches de Ritter sur l'action du choc des étoiles sont également à cet égard d'un grand intérêt. Il est arrivé à démontrer que, sous l'action de la rencontre de deux soleils lancés à une vitesse suffisante, la masse totale pourrait s'éparpiller dans l'infini de l'espace et y former une tache de brouillard « centrifuge » allant toujours en s'élargissant.

Il y a cependant deux circonstances qui rendent ces formations bien improbables, et Ritter qui, au moyen de ses systèmes centrifuges, cherche à expliquer la formation des nébuleuses en spirale, est obligé d'admettre lui-même qu'elles ne se produisent pas si rarement.

L'incroyable rareté des étoiles dans l'espace rend d'abord une rencontre bien peu probable. Afin de rendre la chose plus concrète, figurons-nous un grain de sable d'un millimètre de diamètre environ représentant le soleil; la terre sera alors un grain de poussière invisible à une distance de 10 centimètres. A cette échelle, l'étoile la plus proche serait un autre grain de sable placé à plus de 20 kilomètres de distance.

En outre, la théorie de Ritter exige, au moment de la rencontre, une telle vitesse et tant d'autres circonstances spéciales qu'il est difficile de croire que ce soit de telles catastrophes qui aient produit les 100,000 nébuleuses en spirales et plus que nous connaissons actuellement.

En partant des suppositions énoncées ici sur la nature de l'espace et sur son contenu, nous allons essayer de trouver une nouvelle explication de la formation des nébuleuses en spirales et de l'origine du système d'étoiles connu sous le nom de Voie lactée.

Beaucoup de choses semblent indiquer que la Voie lactée appartient à la classe des nébuleuses en spirales et qu'on peut les désigner ensemble sous le nom de systèmes galactiques. Il y a surtout cette circonstance que quelques-unes des nébuleuses en spirales qui donnent une lumière suffisante montrent le spectre stellaire — le spectre continu, avec lignes d'absorption sombres.

D'après nos connaissances actuelles, la Voie lactée peut être caractérisée comme suit[1] : Elle est formée par un grand nombre de nuages d'étoiles plus ou moins distincts ou séparés, qui tous parcourent l'espace dans un plan qui est à peu près le même. Il est possible que les étoiles que nous voyons les plus proches autour de notre soleil ne soient qu'un de ces nuages d'étoiles. A en juger par la précision avec laquelle la Voie lactée divise le ciel en deux hémisphères égales, il est certain en tout cas que le soleil se trouve très près de ce plan. L'assez grande concordance que nous constatons dans l'intensité lumineuse des étoiles dans toute la Voie lactée est un indice que notre soleil doit se trouver à peu près dans la partie centrale de celle-ci.

Quant aux nébuleuses en spirales, nous ne pouvons y voir autre chose que tout un système stellaire en évolution ; il ne peut guère s'agir de la formation d'un système solaire particulier. Il existe certainement dans les spirales des condensations autour des centres, et celles-ci s'étendent le long des spirales comme des perles sur un fil. Nous ne pouvons pas espérer, avant un temps raisonnable, voir des indices certains de la marche des processus existants. Mais il y a une quantité tellement grande de nébuleuses d'étoiles dans tous les stades de condensation qu'il est facile d'en choisir une série qui pourrait servir à illustrer les stades consécutifs supposés du processus.

Dans la genèse des systèmes stellaires, de même que dans la formation d'un système solaire, nous nous figurons deux processus agissant principalement : une agglomération ou condensation de matière, et ensuite une désintégration électro-radioactive.

Nous supposons comme première phase une agglomération de matière cosmique de toute nature et, éventuellement, de corps célestes plus ou moins morts, dont les chemins se sont rencontrés.

Cette agglomération de matière dans l'espace est une chose dont tout le monde admet l'existence ; mais dès qu'il s'agit d'indiquer dans le ciel quelque formation où le processus en question semble être le facteur absolument dominant, la question n'est plus aussi simple.

[1] Voir A. R. Hinks « Astronomy ». Londres, 1911.

Nous avons émis l'hypothèse que des anneaux autour des planètes, par exemple les anneaux de Saturne, s'agglomèrent enfin et forment des lunes qui s'agglomèrent à leur tour, et que d'autre part les 700 planetoïdes entre Mars et Jupiter deviennent au cours des temps une ou plusieurs grandes planètes.

L'amas d'étoiles d'Hercules par exemple, avec ses 5000 étoiles ou plus (voir la figure 9), nous donne, semble-t-il, un excellent exemple d'agglomération. Il se trouve dans la Voie lactée des brouillards gazéiformes, qui entourent souvent des



Fig. 9. — Amas d'étoiles M 13 Herculis.

étoiles et sont quelquefois mélangés à de la matière finement répartie, absorbant la lumière émanant d'étoiles situées derrière. Ces brouillards sont peut-être des formations dans lesquelles l'agglomération ou la condensation est le facteur dominant. Si l'on devait chercher une formation par agglomération, qu'on puisse supposer devenir un système galactique, on devrait la trouver de préférence parmi les nébuleuses blanches, pour lesquelles on ne peut prouver la structure en spirale, mais qui existent cependant dans les parties du ciel où les nébuleuses en spirale se trouvent d'ailleurs avec le plus de fréquence.

On pourrait peut-être les chercher dans un autre endroit, dans le grand nuage de Magellan, dans le ciel du sud, dont nous devons la première description à Marco Polo, qui rapporta qu'il avait vu dans son voyage « une étoile grosse comme un sac ».

Dans ce nuage de Magellan, on a découvert depuis une merveilleuse collection de corps célestes. Nous nous contenterons de mentionner qu'il existe aussi une grande quantité de nébuleuses, mais on n'a pu jusqu'ici démontrer chez elles aucune forme spirale; et cependant on est arrivé, avec les lunettes relativement petites dont on s'est servi, à trouver dans le ciel austral plusieurs nébuleuses spirales.

On va installer à Cordoba, dans la République Argentine, à 1000 mètres au dessus de la mer, un télescope muni d'un miroir monstre. On arrivera sans doute bientôt à déterminer d'une façon précise avec cette lunette si le grand nuage de Magellan doit être plutôt considéré comme un second système de Voie lactée, très proche du nôtre, ou si c'est un système d'un ordre supérieur, dans lequel les nébuleuses spirales dans tous les stades (même sans forme spirale reconnaissable) entrent comme éléments.

Nous en arrivons maintenant à la seconde phase de notre théorie d'évolutions pour les systèmes stellaires, la désintégration électro-radioactive.

Afin d'illustrer l'idée que nous nous faisons de ce processus, il nous faut de nouveau recourir à nos analogies expérimentales.

Beaucoup de nébuleuses spirales parmi les plus belles et les plus lumineuses sont formées par des bras en forme de spirale, en général *deux*. Ces bras sortent d'un noyau central de condensation, en deux points diamétralement opposés, et s'enroulent d'une façon plus ou moins régulière autour de la partie centrale. Les figures 10 *a, b, c,* ci-dessous représentent trois des plus belles de ces nébuleuses.

La figure 11 se rapporte à l'une des expériences faites avec un globe cathode magnétique dans un vase de décharge, où la pression du gaz n'était pas si basse que lors de certaines des précédentes expériences.

Il ne se produit dans le plan équatorial magnétique du globe de *disque* lumineux entièrement plan, comme nous le voyons dans la figure 8. Il se forme en général plusieurs bras lumineux en forme de spirale, le plus souvent deux seulement, qui dans ce dernier cas sortent précisement de deux côtés diamétralement



Fig. 10. — *a)* Nébuleuse spirale M 14 *Piscium*. — *b)* Nébuleuse spirale M 51 *Canum Venaticorum*. — *c)* Anneaux nébuleux M 51 dans *Lyra*.

opposés du globe-cathode. Les expériences ont d'ailleurs démontré qu'il n'y a ici concernant le nombre des bras qu'une différence quantitative ; pour l'expérience qui est représentée à la figure 8, le plan lumineux est justement formé d'une quantité innombrable de ces bras lumineux, tels que les deux que nous montrent la figure 11. Il est démontré qu'aux deux points d'où partent les bras lumineux sur le globe, il se

produit une désintégration de matière relativement forte[1]. J'estime que cette expérience nous donne une indication au point de vue de la formation des nébuleuses spirales. Il est possible qu'un système de planètes autour d'un soleil soit issu de conditions semblables, et n'ait pas été formé comme on l'a dit précédemment. L'analyse mathématique et l'analogie avec les anneaux de Saturne semblent toutefois, en ce qui concerne les planètes, confirmer notre première opinion.

On peut s'imaginer que les nébuleuses spirales sont produites par un processus électro-magnétique. Le noyau, entouré de masses de vapeur relativement épaisses, reçoit, du fait de la



Fig. 11. — Spirales électriques lumineuses sortant de deux points diamétralement opposés du globe-cathode magnétique.

radiation, une énorme tension négative, une polarisation à haute tension, qui a peut-être des milliards de volts. Dans ces conditions, la décharge essentielle vers l'espace pourrait le plus souvent se produire de deux points diamétralement opposés dans l'équateur magnétique, et, à en juger par les rares

[1] Quelquefois les spirales, sortent du plan équatorial et s'enroulent alors en *hélice*, l'une autour de l'hémisphère nord, l'autre autour de l'hémisphère sud du corps central, ou les deux vers le même hémisphère.

données expérimentales que nous possédons sur des décharges de cette nature, ces décharges peuvent-être accompagnées d'un transport de matière considérable le long des deux bras en forme de spirale. La question de savoir si la forme spirale est due surtout à la rotation du corps central laissant en arrière pour ainsi-dire les masses émises, ou si elle est le résultat d'une action magnétique, sera certainement tranchée plus tard au moyen de photographies de différentes nébuleuses spirales, lorsqu'un temps suffisant se sera écoulé. On pourra probablement constater si la rotation du noyau a toujours lieu dans le sens des spirales ou quelquefois à l'opposé d'elles, et si les spirales suivent ou non la rotation du noyau central. Si l'on juge par les expériences, le magnétisme nécessaire au corps central pour pouvoir produire le phénomène *principal,* c'est-à-dire la décharge provenant de deux points diamétralement opposés dans le plan équatorial magnétique, n'a pas besoin d'être particulièrement fort.

L'anneau nébuleux de la fig. 10 *c* semble nous indiquer un stade plus avancé que celui des nébuleuses spirales des fig. 10 *a* et *b*. On dirait que le corps central a cessé son émission électrique de matières ou tout au moins l'a transformée en une autre phase — une émission moins forte, dans tout le plan équatorial.

Nous avons édifié les considérations qui précèdent sur la supposition que, dans l'univers, il existe en moyenne équilibre entre la pulvérisation et l'agglomération de la matière.

Cette supposition semble être la plus naturelle, mais on pourrait cependant penser que l'agglomération dans l'infini de l'espace pourrait, au cours infini du temps, amener la formation de systèmes de plus en plus grands issus primitivement d'un chaos de poussière. Notre Voie lactée par exemple, à laquelle appartient le soleil, et plusieurs autres Voies lactées semblables mais lointaines, formeraient ainsi un système de troisième ordre et ainsi de suite, avec des systèmes d'un ordre de plus en plus élevé, tels que ceux dont Swedenborg, Lambert et Charlier supposent déjà l'existence.

Cette conception s'écarterait peut-être moins que la première hypothèse des théories auxquelles nous sommes habitués,

et il ne serait plus aussi difficile de nous imaginer la formation de ces énormes systèmes d'un ordre élevé, si l'on a recours à la désintégration électro-radioactive.

Une troisième hypothèse, qui consiste à penser que toute la matière dans l'espace tend à une pulvérisation et à une dissolution de plus en plus grandes, paraît au contraire, pour plusieurs raisons, assez improbable, si l'on admet que la poussière puisse s'agglomérer.

Le savant qui, à notre époque, a fourni les meilleurs arguments en faveur de *l'infini* du monde et qui a exposé les théories cosmogoniques les plus originales est Arrhénius. En s'appuyant sur certaines hypothèses, il cherche à démontrer qu'un monde limité ou dans lequel la matière serait infiniment *diluée* ne peut avoir subsisté à travers des temps illimités, et qu'un tel monde ne correspond pas ainsi à notre expérience sur les propriétés de la matière et de l'énergie.

Pour Arrhénius, l'univers est semblable à une énorme machine thermique, fonctionnant entre des sources chaudes, représentées par les étoiles, et entre des sources froides, représentées par les brouillards dans l'espace; par une nouvelle et géniale idée du fonctionnement de ce mécanisme, il a cherché à rendre probable l'idée de la renaissance éternelle des mondes.

Les pages qui précèdent ont exposé une théorie cosmogonique complètement différente et sa supériorité probable est due à cette circonstance que, plus que toute autre, elle est basée sur des analogies expérimentales.

Nous avons supposé l'espace entier rempli de corpuscules de toute nature, et nous avons imaginé les corps célestes comme existant dans une action alternative perpétuelle avec les atomes volants de l'espace. Ceci concorde bien avec les faits que nous a révélés le spectroscope dans sa forme la plus perfectionnée. On a trouvé, comme on le sait, que les étoiles les plus éloignées dans l'espace sont formées de la même matière que le soleil et que notre terre. En outre, les mesures et les calculs des étoiles binaires nous apprennent que, aussi loin que nos lunettes peuvent atteindre dans l'espace, tout mouvement est régi par les mêmes lois de gravitation.

Cette conception de la genèse des corps célestes par les atomes volants se retrouve dans l'idée du « Panspermie » — que toute vie existant dans les corps célestes est issue d'embryons provenant de l'espace infini. Il s'en suivrait que, comme ce qui se passe pour la matière, tous les êtres vivants dans l'univers sont probablement apparentés les uns aux autres.

Examinons en terminant les conditions de notre humanité, vues au jour de l'histoire de l'évolution.

Les résultats concordants de différentes recherches semblent indiquer que la terre existe en tant que globe depuis environ un milliard d'années. L'homme n'a vécu et ne s'est développé que pendant une petite partie de cette période. Mais si nous considérons son développement actuel, il nous remplit d'étonnement. On ne peut nier, en effet, qu'au cours des deux derniers siècles l'humanité s'est développée au point de vue de la culture et de la science bien plus qu'elle ne l'a fait pendant les nombreux milliers d'années que l'homme a existé auparavant.

Combien de temps cela durera-t-il? L'histoire de la géologie nous apprend que la vie sur la terre n'est qu'un court épisode.

Henri Poincaré a dit que « la pensée n'est qu'un éclair au milieu d'une longue nuit » — et il faisait ainsi allusion à l'obscurité qui enveloppait la terre et qui l'enveloppera de nouveau lorsque les résultats de toute l'œuvre humaine seront perdus.

Mais il semble ressortir de ce qui précède que de nouveaux mondes surgissent dans l'espace avec plus de fréquence qu'il ne naît d'êtres humains sur la terre. Il est donc plausible de croire que chaque monde a son « éclair de nuit », avec la lutte des êtres raisonnables, avec leurs pensées et avec leurs découvertes, éclair qui disparaît sans laisser de trace, et que les mondes meurent plus fréquemment que les êtres vivants sur la terre, ou, plus justement, qu'ils meurent en un nombre qui dépasse toute limite.

Note. — Les idées énoncées à la page 540 sur l'origine du magnétisme général du soleil se retrouveront sous une forme plus précise et en partie modifiée dans une Note des *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, Paris, à fin juin 1913

LA

MESURE DES HAUTS POTENTIELS

PAR L'EMPLOI

D'ÉLECTROMÈTRES SOUS PRESSION[1]

PAR

C.-E. GUYE et A. TCHERNIAVSKY

Considérations générales

Ces dernières années, dans l'industrie aussi bien que dans les recherches scientifiques, on a été amené à utiliser de très hauts voltages. Pour n'en citer qu'un seul exemple, dans l'étude des propriétés des rayons cathodiques ou pour la production de rayons Rœntgen très pénétrants, il est indispensable d'avoir des potentiels très élevés.

Mais, si on a réussi à les produire, on n'a pas toujours été en état de les mesurer avec la précision voulue[2].

On sait, en effet, qu'à la pression atmosphérique et à la ten-

[1] Mesure de très hauts potentiels au moyen d'électromètres sous pression. Note de MM. C.-E. Guye et A. Tcherniawsky, *Comptes-Rendus*, 1910, p. p. 911-913.

[2] Nous tenons cependant à mentionner parmi les instruments les mieux appropriés à la mesure de très hauts potentiels, le voltmètre électrostatique de MM. H. Abraham et P. Villard. C'est un électromètre absolu fonctionnant à la pression atmosphérique, dans lequel les inconvénients qui résultent des effluves et de l'ionisation du milieu ont été réduits à leur minimum et deviennent, paraît-il, insensibles. *C.-R.*, 1911, p. 1201 et *Journal de Physique* 5me, t. 1, p. 525.

sion de 40.000 volts environ, le phénomène des aigrettes devient extrêmement prononcé sur les parties saillantes, ce qui provoque généralement de fortes perturbations dans le fonctionnement normal des électromètres. Dans certains cas, la présence seule de l'électromètre peut même limiter la valeur du potentiel par suite de la déperdition qui se produit par les aigrettes.

Mais l'écoulement de l'électricité par les parties mobiles de l'électromètre présente de plus graves inconvénients.

Tout d'abord cet écoulement produit une réaction mécanique sur les parties mobiles (les aiguilles par exemple) et les fait dévier.

En outre le vent électrique qui se produit à l'intérieur de l'appareil peut constituer aussi une cause perturbatrice ; il pourra se former des tourbillons d'air qui agissent sur l'aiguille de l'électromètre.

Enfin, lorsque la différence de potentiel devient suffisante, les étincelles disruptives peuvent jaillir entre les diverses parties de l'électromètre et particulièrement entre les pièces chargées d'électricité à haut potentiel et celles qui sont généralement mises en communication avec la terre.

Pour éviter ces décharges on a généralement coutume d'augmenter la distance entre les parties de l'appareil où l'étincelle tend à se produire. Mais il ne faut pas oublier avec quelle rapidité croît, en fonction de la différence de potentiel, la distance que l'étincelle peut franchir, sauf dans le cas d'un champ uniforme.

On est donc conduit à rendre les appareils très volumineux afin d'éloigner les unes des autres les pièces chargées à des potentiels très différents. Cette augmentation de distance se traduit alors par une diminution considérable de la sensibilité.

Nous avons pensé alors supprimer toutes ces difficultés, en substituant à l'air, sous la pression ordinaire, d'autres substances dont le pouvoir isolant et la rigidité diélectrique sont plus grands, ce qui permettait de supprimer complètement les étincelles et d'affaiblir dans la mesure voulue le phénomène des aigrettes.

Dans nos premiers essais nous avons employé des diélectri-

ques liquides. Ainsi, dans une cuve de verre tapissée à l'intérieur d'une couche métallique, et remplie d'essence de térébenthine, nous avons introduit l'aiguille de l'électromètre de Braun avec son support. Ce diélectrique a supprimé complètement les aigrettes, mais les étincelles entre l'aiguille chargée à des potentiels élevés et les parois de la cuve mises à la terre, persistaient toujours, même dans le cas où la couche d'essence de térébenthine était de 5 centimètres d'épaisseur [1]. Nous avons eu alors l'idée de remplacer le liquide par un gaz comprimé.

En ce qui concerne les étincelles on peut se rendre compte approximativement des avantages que l'on peut tirer de l'emploi du gaz comprimé, si on applique la formule de Paschen [2]

$$V = f\left(\frac{pd}{T}\right) \tag{I}$$

dans laquelle V est le potentiel explosif, p la pression du gaz, d la distance des pièces entre lesquelles jaillit l'étincelle, T la température absolue.

Quelle que soit la fonction f, la forme sous laquelle entrent la pression p et la distance d, montre qu'on peut réduire la distance dans le rapport de l'augmentation de la pression, le potentiel explosif restant le même. Ce qui a pour effet d'augmenter les attractions électrostatiques entre les pièces mobiles, et par conséquent la sécurité des indications de l'appareil.

Grâce à l'emploi du gaz comprimé les effluves, les aigrettes et le vent électrique peuvent être pratiquement supprimés en choisissant une pression convenable.

Mais l'emploi du gaz comprimé, comme diélectrique, présente en outre un précieux avantage au point de vue de la sécurité et de la précision des mesures des hauts potentiels.

On sait en effet que les gaz contiennent toujours des ions en quantité plus ou moins grande. Sous l'action du champ électrostatique, ces ions acquièrent une vitesse et par conséquent une force vive suffisante pour dissocier, par le choc, de nou-

[1] Cela tient probablement au fait que les diélectriques liquides ne sont jamais tout-à-fait purs.

[2] Formule valable pour les champs électrostatiques uniformes.

velles molécules du gaz et former ainsi de nouveaux ions. Ce phénomène bien connu de ionisation devient particulièrement important lorsque le champ est intense ; il est considéré actuellement comme le phénomène précurseur de la décharge disruptive.

Dans le cas particulier des électromètres ce phénomène de ionisation présente un grave inconvénient qui a pour cause *l'inégale mobilité* des deux sortes de ions. Il en résulte en effet que chaque élément de volume du diélectrique ne contient plus nécessairement des quantités égales et des signes contraires d'électricité.

Ces considérations qui n'ont pas échappé à MM. Abraham et Villard sont très importantes dans le cas des électromètres absolus, où l'on se sert de formules dans lesquelles on suppose que la densité cubique de l'électricité est nulle dans tout le diélectrique.

Or, dans le gaz comprimé, la ionisation et les inconvénients qui en résultent sont considérablement diminués.

En effet, soit : ε la charge électrique d'un ion, λ son libre parcours moyen, P l'intensité du champ électrostatique, E la force vive imprimée au ion par le champ.

On a alors

$$E = P\varepsilon\lambda \tag{II}$$

en supposant, comme on le fait généralement, que la force vive d'un ion acquise entre deux chocs soit égale au travail des forces électriques.

On voit que la force vive est proportionnelle au libre parcours λ lequel est inversément proportionnel à la pression du gaz.

Il en résulte qu'à champ électrique égal la ionisation sera considérablement réduite dans un gaz comprimé.

En second lieu le coefficient de diffusion des ions [1] étant à peu près inversément proportionnel à la pression, il en résulte que la densité cubique d'électricité d'un gaz devient plus uniforme avec la pression croissante si les mobilités sont inégales.

[1] C'est le coefficient δ de la formule $N = \delta \frac{dn}{dx}$.

Enfin, cette uniformité est assurée par le fait que le coefficient de recombinaison des ions [1] croît avec la pression.

En résumé l'augmentation de pression a pour effet :

1° De diminuer la ionisation à champ électrique égal ;

2° De diminuer la vitesse de diffusion des ions ;

3° De faciliter leur recombinaison.

Avec une pression suffisante on peut donc être assuré que dans chaque élément de volume du diélectrique $\Delta V = 0$ et que les charges électriques qu'il renferme n'interviennent pas pour altérer les indications de l'instrument.

Tel est le principe que nous avons cru devoir utiliser pour la mesure des très hauts potentiels.

On lira dans les pages qui suivent la description détaillée et l'étude de l'appareil dont nous avons donné une description sommaire au mois d'avril 1910 [1].

Nous tenons à signaler enfin que postérieurement à notre publication de 1910, M. le Professeur Tschernyscheff de Pétersbourg a utilisé le même principe et a décrit un électromètre enfermé dans une cage sous pression [2].

Description de l'appareil.

L'aiguille a d'un électromètre de Braun convenablement

[1] C'est le coefficient α de la formule $\frac{dq}{dt} = -\alpha q^2$. Voici à titre d'exemple la variation de α avec la pression pour l'air à 15° (Recueil de Constantes Physiques publié par la Société Française de Physique).

p	α
1	1000
2	1150
5	1310
10	1550
15	1750

[1] C.-E. Guye et A. Tcherniavsky, *loc. cit.*

[2] Absoluter Spannungsmesser für Spannungen von 10.000 bis 180.000 volt, von A. Tschernyscheff, *Physikalische Zeitschrift* XI, 1910.

modifiée[1] a été introduite dans une boîte en bronze b (fig. 1) dont les parois étaient suffisamment épaisses pour pouvoir supporter une forte pression[2].

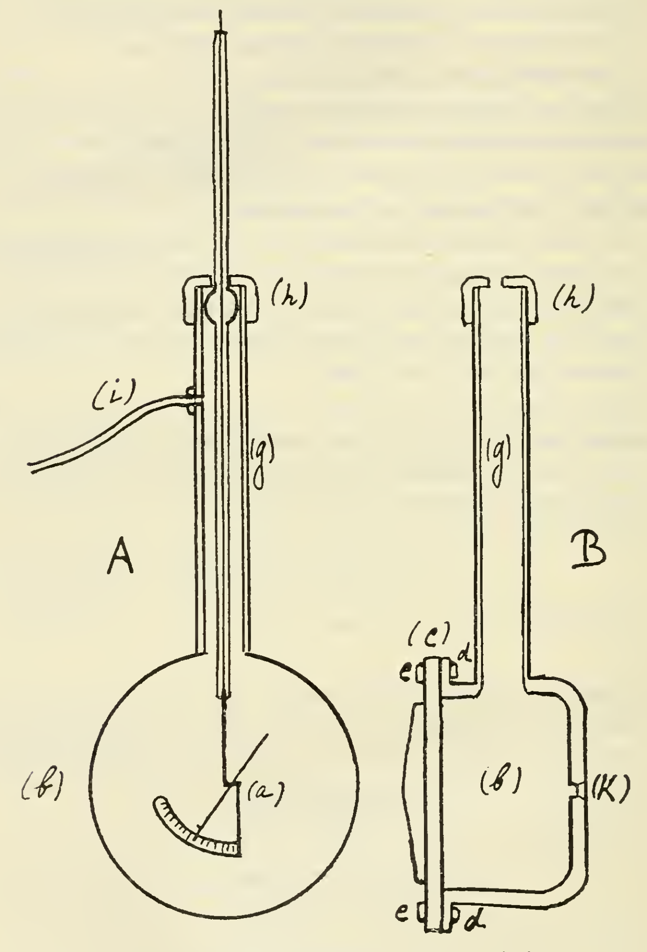


Fig. 1. — Schéma de l'appareil. Coupe verticale
A. Vue de face ; B. Vue de profil

[1] Nous parlerons de ces modifications à propos de la graduation de l'électromètre.

[2] La boîte que nous avons employée avait été essayée pour une pression de 40 atmosphères environ. Elle a été livrée par la Société genevoise pour la construction des instruments de physique

Le diamètre de la boîte était de 24 cm., sa profondeur de 14 cm.

Elle était fermée par un couvercle en acier (*c*) portant sur sa périphérie 16 orifices qui correspondaient à un nombre égal de vis (*d*) fixées sur le bord de la boîte. 16 écrous (*e*) serraient le couvercle contre ce bord. Entre deux, était placé un anneau de cuir imbibé de suif fondu ce qui assurait l'étanchéité de l'appareil.

Le diamètre du couvercle (fig. 2) était de 32 cm., son épaisseur de 2 cm. On avait découpé dans le couvercle une fenêtre (*f*) dans laquelle était encastrée une plaque épaisse de verre.

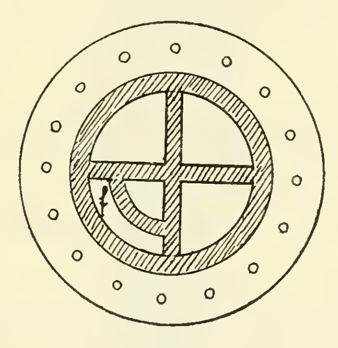


Fig. 2

Vu la grandeur de la surface du couvercle, la force (résultant de la pression du gaz) qu'il supportait était considérable (par exemple 5000 kg. pour une pression de 10 atmosphères). Cette force produisait une flexion du couvercle, et dans les essais préliminaires la plaque de verre fut plusieurs fois brisée par suite de la déformation du métal. Nous avons cru alors nécessaire de renforcer la résistance mécanique du couvercle par un système de nervures représentées en hachures (fig. 2).

La boîte (*b*) (fig. 1), communiquait avec un tube cylindrique en acier (*g*) dont le diamètre extérieur était de 4 cm. et la hauteur de 45 cm.

A sa partie supérieure, en (*h*), se vissait une douille métallique à laquelle était assujettie la partie isolante de l'appareil, que nous décrirons tout à l'heure avec quelques détails.

En (*i*) est fixé un tube métallique permettant d'introduire dans la cage de l'appareil le gaz comprimé.

Enfin en (K) se trouve la soupape de sûreté (plaque mince d'éclatement, calculée pour dix à quinze atmosphères).

Il va sans dire que toutes les parties métalliques internes de l'appareil étaient arrondies de manière à ne pas présenter d'arêtes vives sur lesquelles auraient pu se produire des aigrettes.

La partie isolante supportant l'aiguille de l'électromètre se composait de trois tubes de verre coaxiaux dont les intervalles étaient remplis de chaterton [1]. Tout ce système était mastiqué dans la douille D toujours à l'aide de chaterton (voir le schéma sur la fig. 3), et sa rigidité diélectrique était suffisante pour supporter des tensions électriques extrêmement élevées (plus de 100,000 volts) [2].

Le diamètre extérieur du tube (*a*) (fig. 3) était de 7,5 mm. Par ce tube passait un fil conducteur de 0,6 mm. reliant l'aiguille de l'électromètre à la source à haut potentiel. Ce fil était noyé dans le chaterton qui remplissait complètement le tube.

Le tube lui-même avait une longueur de 92 cm., de sorte que les extrémités du fil étaient suffisamment éloignées des parties métalliques de la douille D, laquelle était en communication avec le sol. Cette précaution était nécessaire à cause de la con-

[1] Le chaterton que nous avons employé avait à peu près la composition suivante : 1 partie de poix de Norvège, 1 partie de résine colophane, 2 parties de gutta-percha.

[2] Il n'est pas inutile de rappeler que dans nos premiers esssais nous avons employé des tubes de verre à parois épaisses de 15 à 17 mm. de diamètre extérieur et de 2 mm. de diamètre intérieur. L'épaisseur des parois était par conséquent de 6 à 7 mm. Malgré toutes les précautions prises aucun de ces tubes n'a pu résister aux tensions électriques élevées, surtout quand celles-ci étaient produites par les courants alternatifs d'une bobine de Rhumkorf munie de son trembleur.

Le système de plusieurs couches de verre séparées par d'autres diélectriques présente une rigidité électrostatique incomparablement plus grande que celle d'une couche unique ayant la même épaisseur.

En effet s'il existe quelques défauts il est peu probable que ces défauts se trouvent en regard les uns des autres pour les différents tubes.

ductibilité électrique superficielle du verre (quoique très faible, mais non négligeable pour les tensions si élevées).

Le diamètre extérieur du tube (*b*) était d'environ 23 mm. En D, sur ce tube, était soufflée un renflement qui permettait

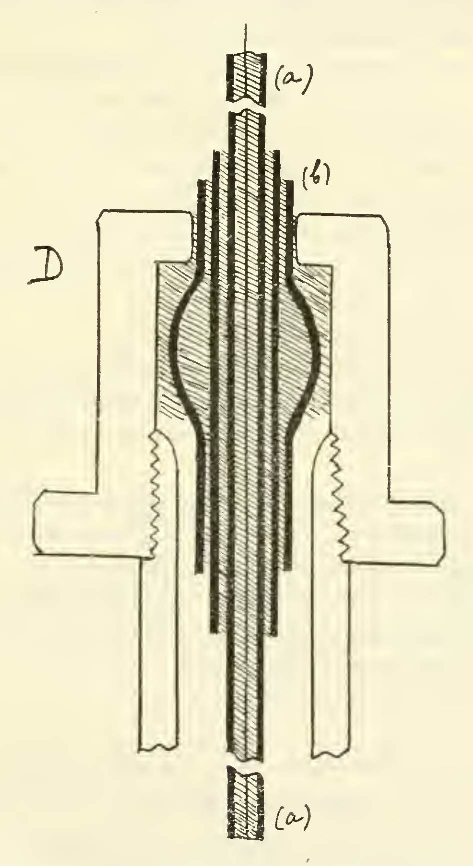


Fig. 3. — Le verre est représenté en noir, le chaterton en hachures

d'assujettir solidement le tube dans la douille métallique. Afin d'éviter le contact direct du verre avec le métal de la douille et de le protéger ainsi contre l'action de pressions trop fortes le renflement était recouvert de plusieurs couches de toile isolante imbibée de chaterton fondu.

Enfin, sur la douille même, extérieurement, nous avons coulé

une forte couche de chaterton, de manière à assurer une meilleure étanchéité de l'appareil et à augmenter l'isolation électrique.

Nous devons insister ici sur la nécessité absolue d'introduire très soigneusement le chaterton dans le tube intérieur, ainsi que dans l'espace qui sépare les tubes.

Etant à une température élevée, d'une très grande fluidité, le chaterton peut glisser le long du verre en laissant dans sa masse des interstices contenant des gaz raréfiés. Lorsque l'appareil est utilisé, ces vacuoles contenant des gaz raréfiés se trouvent placées dans un champ électrique très intense, il se produit alors des effluves qui donnent naissance à un échauffement considérable, ce qui provoque le ramolissement du chaterton et par conséquent détruit à la fois et la rigidité mécanique et la rigidité électrostatique[1].

Parfois même cet échauffement était suffisant pour briser le tube de verre, par la dilatation inégale de ses différentes parties.

La meilleure méthode de remplissage est, selon nous, la suivante :

On laisse tomber le chaterton fluide goutte à goutte en ayant soin de n'introduire une nouvelle goutte que lorsque la précédente à déjà pris une consistance très pâteuse.

Il ne faut pas en outre chauffer le chaterton trop fortement, car à des températures trop élevées, il se décompose et perd en partie ses propriétés isolantes.

Passons maintenant à la description de l'aiguille de l'électromètre.

Pour rendre la sensibilité de l'appareil plus grande, nous avons substitué à l'aiguille ordinaire de l'électromètre de

[1] N'étant très fluide qu'à des températures élevées, le chaterton peut être regardé pratiquement comme absolument rigide à la température ordinaire. On sait, par exemple, que la poix, quoique présentant l'aspect d'un corps solide possède néanmoins une certaine fluidité. Pour voir si le chaterton (dans lequel la poix entre comme une des parties constituantes) ne présente pas la même particularité, nous avons introduit notre mélange à l'état fondu entre deux tubes de verre concentriques, et après refroidissement nous avons suspendu à l'un des tubes un poids de 8 kilogrammes. Après l'action continue de ce dernier pendant 20 jours, nous n'avons pas constaté le moindre déplacement relatif des tubes.

Braun une aiguille de forme différente (fig. 4), dont la surface était un peu plus grande — 18 cm² environ sur chaque face.

L'extrémité de l'aiguille pouvait se déplacer le long d'une échelle polie spéculairement divisée en degrés. Le support se fixait à l'aide d'une douille d'ébonite à l'extrémité inférieure du tube de verre *a*, (fig. 3) et était mis en communication métallique avec le fil qui passait par ce tube.

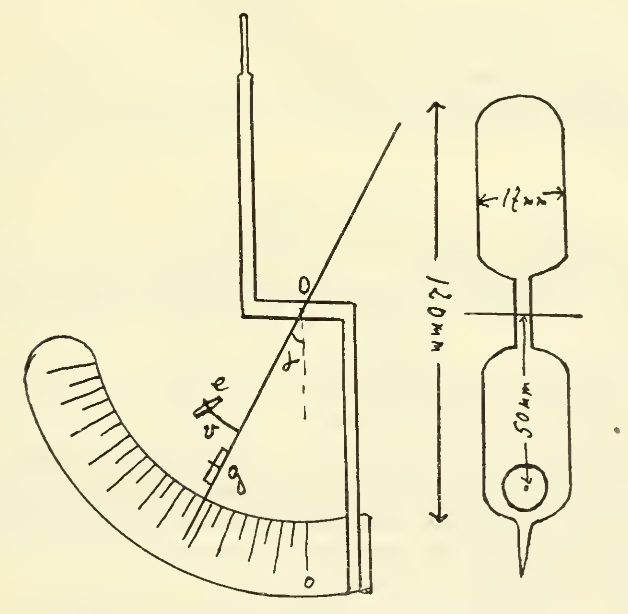


Fig 4. — Représentation schématique de l'aiguille

Il nous a paru utile d'étudier la flexibilité de l'aiguille aux diverses surcharges. Voici les résultats de ces mesures :

Flèches mesurées à l'extrémité de l'aiguille, pour des surcharges placées à une distance de 50 mm. de l'axe de rotation ; les surcharges agissant perpendiculairement au plan de l'aiguille [1] *:*

[1] Depuis ces mesures nous avons dû apporter quelques modifications dans la construction de l'aiguille, en particulier nous avons doublé son épaisseur, ce qui diminue environ 8 fois les flèches données dans le tableau du texte et les rend absolument négligeables.

Surcharges	Flèches
1 gramme	0,023 mm.
2 »	0,05 »
3 »	0,07 »
4 »	0,09 »
5 »	0,11 »
7 »	0,16 »

Nous reviendrons plus loin sur le dispositif d'équilibrage de l'aiguille, lorsque nous parlerons de la graduation de l'électromètre.

Partie pneumatique

La première question qui se pose lorsqu'on introduit dans la cage de l'électromètre un gaz sous une pression qui peut être plus ou moins forte suivant les potentiels à mesurer, est la suivante :

Dans quelle mesure changent les constantes de l'appareil en fonction de la pression du gaz ?

On sait en effet, d'une part, que la constante diélectrique d'un gaz varie avec la pression, et d'autre part, que l'augmentation de la constante diélectrique augmente la capacité électrique du système et influe par conséquent sur l'intensité des forces de répulsion électrostatique.

Or, nous possédons une série de formules établissant des relations entre l'indice de réfraction d'une substance et sa densité (cette dernière étant proportionnelle à la pression dans le cas d'un gaz). D'autre part, d'après la théorie électromagnétique de la lumière, la constante diélectrique K d'une substance est égale (pour de très grandes longueurs d'ondes) au carré de son indice de réfraction N

$$K = N^2 \qquad \text{(III)}$$

Prenons par exemple la formule de Lorentz

$$\frac{N^2 - 1}{N^2 + 2} \cdot \frac{1}{d} = R \qquad \text{(IV)}$$

N est l'indice de réfraction, d la densité du gaz, R la réfraction moléculaire — constante qui pour une substance donnée est une grandeur caractéristique, qui ne dépend pas de son état physique et qui par conséquent est la même quelle que soit la pression du gaz.

Voyons à l'aide de cette formule quel est l'ordre de grandeur des variations de N^2 et par conséquent de K pour des pressions différentes.

Admettons la valeur 1,000454 (Mascart) pour l'indice de réfraction N_0 de l'acide carbonique à la pression atmosphérique (raie jaune du Sodium) et comme il s'agit d'une comparaison nous poserons pour l'anhydride carbonique dans les conditions que nous appelons normales[1] $d_0 = 1$.

On trouve alors

$$R' = R\, d_0 = \frac{N_0^2 - 1}{N_0^2 + 2} = 0{,}000302$$

et après quelques transformations extrêmement simples

$$K = N^2 = \frac{1 + 2 . 0{,}000302\, d}{1 - 0{,}000302\, d}$$

Cette formule nous donne

Densité du gaz en posant $d_{760} = 1$	Constante diélectrique K	Valeur relative de K en posant $K_4 = 1$
1	1,0009082	—
2	1,001816	—
3	1,002724	—
4	**1,003632**	**1**
5	1,004540	1.000904
7	1,006356	1,0027
9	1,008172	1,0045
10	1,009080	1,0054

On voit que dans les limites de variation de la pression (de 4 à 10 atmosphères) qui étaient pour nous largement suffisantes, *la constante diélectrique varie au maximum de 5 pour*

[1] Température de 0° et pression de 760 mm. de Hg.

mille (cas extrême de 10 atmosphères). Il est donc légitime dans la plupart des cas de ne pas tenir compte de la correction qui en résulte. (Voir note page 590).

Voici maintenant le dispositif permettant d'obtenir dans l'appareil une pression convenable :

Une bonbonne de gaz carbonique liquéfié était mise en communication (Fig. 5) avec une autre bonbonne vide, laquelle

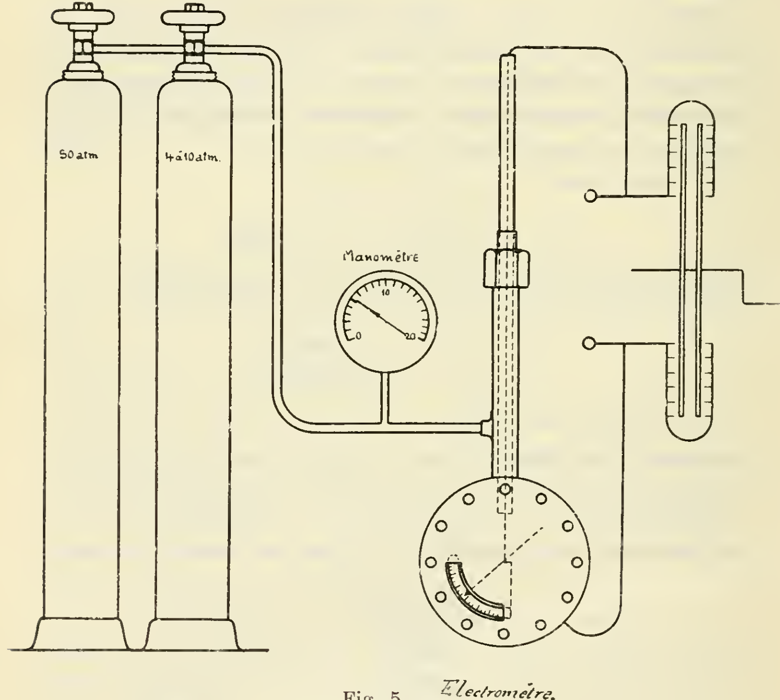


Fig. 5

communiquait avec la cage de l'électromètre et avec un manomètre métallique. La bonbonne vide avait un volume plusieurs fois plus grand que celui de la cage et servait ainsi de réservoir-régulateur pour cette dernière. Quelque soigneuse que fut la manière dont les tuyaux et le couvercle de la cage étaient ajustés, il se produisait toujours des fuites de gaz et c'est pour maintenir la pression constante pendant les mesures que la bonbonne intermédiaire nous a été très utile.

Il est très important de travailler toujours avec une pression suffisante pour éviter les étincelles disruptives à l'intérieur de la cage. Nous avons en effet observé que si par hasard il se forme une première étincelle, le passage de cette étincelle facilite beaucoup la formation d'autres étincelles. Pour les faire cesser il faut alors considérablement augmenter la pression, ce qu'on aurait pû éviter par un faible excès de pression initiale, qui aurait empêché la première décharge disruptive.

Cette action bien connue de la première étincelle s'explique d'ailleurs théoriquement, la première étincelle ionisant fortement le gaz, ce qui facilite les décharges ultérieures ; peut-être cette première étincelle agit-elle aussi photo-électriquement pour ioniser le gaz [1].

Dans le cas où l'appareil a été traversé par des étincelles, il suffit d'attendre un certain temps que le gaz ait repris sa rigidité diélectrique primitive.

Nous voulons maintenant donner quelques détails relatifs au vent électrique qui se produit dans un gaz sous une pression élevée.

La théorie démontre que la pression sur un plan perpendiculaire à la pointe d'où le vent s'échappe est donné par la formule [2]

$$F = \frac{i}{k}\int dz \qquad \text{(V)}$$

dans laquelle F représente la force agissant sur l'air ou, si l'on veut, la réaction que subit la pointe [3] ; i — l'intensité du courant électrique formé par les ions quittant la pointe ; k — le coefficient de mobilité des ions.

[1] Wiedeman et Ebert ont montré que la nature du gaz a une influence considérable sur l'intensité de l'effet produit par la lumière ultra violette. *L'effet ionisant est particulièrement grand dans l'anhydride carbonique.*

J.-J. Thomson, *Elektrizitäts-Durchgang in Gasen* 1905, p. 370.

[2] J. J. Thomson. Ouvrage cité, p. 423-424. H. Bouasse. Cours de physique. Electricité et magnétisme, p. 227-228.

[3] F est différent suivant que la pointe est chargée positivement ou négativement, les autres conditions étant les mêmes. Mais, cette différence, d'abord très grande, diminue rapidement lorsque la pression croît. Nous n'en tiendrons pas compte.

Cette formule peut induire en erreur si on ne l'interprête pas convenablement.

En effet, F apparaît comme étant inversément proportionnel au coefficient de mobilité k lequel est très approximativement en raison inverse de la pression du gaz. Donc la réaction sur l'aiguille de l'électromètre devrait être *proportionnelle à la pression.*

C'est en effet exact[1] *dans les cas où l'intensité du courant i demeure constante.*

Mais l'avantage de notre dispositif consiste précisément dans la diminution, sinon l'annulation complète de l'intensité du courant électrique à travers le gaz comprimé.

Nous pouvons citer à l'appui l'expérience suivante :

Après avoir chargé l'aiguille de l'électromètre à un assez haut potentiel (50 000 volts environ), nous avons interrompu la communication de l'aiguille avec les autres appareils, la pression dans la cage de l'électromètre étant de huit atmosphères.

Dans ces conditions, malgré la capacité extrêmement faible de l'aiguille (voir la description p. 589), et par conséquent la petite charge électrique qu'elle portait, la diminution de potentiel ne se produisait qu'avec une extrême lenteur.

Nous avons même des raisons de croire que la décharge était due en grande partie à la conductibilité superficielle extérieure des supports isolants. En effet, l'augmentation de la pression du gaz à partir d'un certain degré ne produisait plus aucun effet sur la vitesse de déperdition de l'électricité. En outre, si l'on chauffait les tubes de verre pour chasser l'humidité, l'on diminuait cette déperdition.

Bien que la formule V (p. 589) ne soit rigoureusement applicable qu'au cas d'un plan indéfini et d'une pointe, elle nous montre que F tend vers zéro avec i, dans un gaz comprimé. Nous sommes ainsi débarrassé des effets qui pourraient troubler les indications de l'électromètre.

A ces avantages du gaz comprimé, il convient d'ajouter la facilité de pouvoir dans de larges limites régler l'amortissement

[1] Et fut du reste vérifié expérimentalement par Arrhenius. Voir J. J. Thomson, *loc. cit.*

de l'appareil par la pression même du gaz. Le tableau suivant qui résume une série d'expériences montre avec quelle rapidité le décrément logarithmique augmentait avec la pression pour une durée d'oscillation de 1,38 secondes (demi période).

Excès de pression en atmosphères	Décrément logarithmique
0	0,0462
1	0,0729
2	0,0990
3	0,1386
4	0,1981
5	0,2311
7	0,2783
8	0,3441
9	0,3801

Pour les autres avantages que présente l'emploi du gaz comprimé, voir l'introduction (p. 569-573).

Principe de la graduation de l'électromètre

Notre électromètre a été gradué par comparaison avec un électromètre absolu. Voici le principe employé pour cette graduation.

L'aiguille de notre électromètre, mobile dans un plan vertical, était réglée de façon à être en équilibre indifférent [1] sans surcharge.

[1] On sait que dans l'électromètre ordinaire de Braun, la partie inférieure de l'aiguille est plus lourde que la partie supérieure et le couple de la pesanteur ainsi créé fonctionne comme couple compensateur de l'action électrostatique de répulsion. Il nous a paru préférable de produire l'action compensatrice par des poids connus qui peuvent être placés sur une goupille g (Fig. 4).

Pour montrer à quel point était atteint l'équilibre indifférent, nous avons cherché par tâtonnement le poids qui, étant placé sur l'aiguille de l'un ou de l'autre côté de l'axe de rotation o, pouvait la faire tourner autour de cet axe.

Ainsi le système des forces mécaniques agissant sur l'aiguille se réduit à deux forces :

1° Poids de l'aiguille étant appliqué en *o*, à la fois centre de gravité de l'aiguille et axe de rotation, l'action de cette force est ainsi détruite par la réaction de l'axe.

2° Poids P de la surcharge appliquée en *g*.

L'action de cette dernière force doit être seule prise en considération. Son moment mécanique est

$$p \,.\, d \,.\, \sin \alpha$$

où *d* représente la distance entre l'axe de rotation *o* et le centre de gravité de la surcharge, et α l'angle que forme l'axe de figure de l'aiguille avec la verticale.

Considérons d'autre part la force électrique de répulsion qui s'exerce entre l'aiguille de l'électromètre et son support. L'aiguille et le support étant chargés au même potentiel, le couple dû à la force électrique est proportionnel au carré du potentiel.

Ainsi, lorsque l'équilibre entre les forces mécaniques et électriques se produit, on a

$$\mathrm{P} \,.\, d \,.\, \sin \alpha = \mathrm{C}_\alpha \mathrm{V}^2 \qquad \text{(VI)}$$

où V représente le potentiel et C_α une constante dont la valeur est à fixer pour chaque position de l'aiguille (c'est-à-dire pour toute valeur de l'angle α) ; elle dépend principalement de la grandeur et de la forme des surfaces qui se repoussent, de leur position relative, de la nature du milieu environnant et du voisinage d'autres conducteurs (par exemple la cage dans laquelle l'aiguille est introduite)[1].

Nous nous sommes d'abord proposé d'étudier la variation de cette constante C_α en fonction de l'angle α.

Nous avons trouvé que le poids de 0,2 milligr. placé à l'extrémité de l'aiguille produisait cet effet.

Or, les poids dont nous avons chargé l'aiguille pendant nos mesures, variant de 0,250 gr. à 4,00 gr. on voit qu'à 0,0008 près les conditions de l'équilibre indifférent étaient très bien remplies.

Cette mesure montre en même temps la petitesse des forces de frottement.

[1] En un mot de tout ce qui peut influencer la capacité électrique de l'appareil.

Faisons varier le potentiel et laissons invariable la surcharge P sur l'aiguille.

On a alors, en vertu de (VI), pour les deux potentiels différents les deux égalités suivantes :

$$P.\,d.\,\sin\alpha_0 = C_{\alpha_0}V_0^2$$
$$P.\,d.\,\sin\alpha = C_\alpha V^2$$

En les comparant, nous trouvons

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\alpha_0} = \frac{C_\alpha}{C_{\alpha_0}}\,\frac{V^2}{V_0^2}$$

D'où

$$C_\alpha = C_{\alpha_0}\,\frac{\sin\alpha}{\sin\alpha_0}\,\frac{V_0^2}{V^2}$$

Puisqu'il ne s'agit ici que de la *variation* de C_α et non pas de sa valeur absolue, posons $C_{\alpha_0} = 1$ pour un angle quelconque α_0, par exemple pour celui qui correspond au plus petit potentiel mesuré.

On obtient alors

$$C_\alpha = \frac{\sin\alpha}{\sin\alpha_0}\,\frac{V_0^2}{V^2} \qquad \text{(VII)}$$

C_α ne dépendant pas de la valeur absolue du potentiel, on peut n'utiliser pour l'étude de sa variation que la suite des potentiels (V_0 et V) relativement faibles dont la valeur peut être facilement déterminée par des mesures au moyen d'un électromètre absolu.

Nous avons choisi pour nos mesures l'électromètre absolu de MM. Bichat et Blondlot.

On sait que cet appareil repose essentiellement sur l'attraction de deux cylindres coaxiaux chargés à des potentiels différents ; cette action étant compensée par des poids. Soit F la force compensatrice exprimée en dynes ; V la différence des potentiels des deux cylindres en unités électrostatiques C.G.S. ; R et r leurs rayons réciproques en centimètres.

On a l'équation bien connue

$$V_{\text{C.G.S.}} = \sqrt{4\,F\,\log\text{nat}\,\frac{R}{r}}$$

ou

$$V = 300 \sqrt{4\,F \log \text{nat} \frac{R}{r}} \tag{VIII}$$

en volts.

Si, d'autre part, les poids Π qui compensent l'action électrostatique sont exprimés en grammes, on a $F = \Pi\, g.$, g étant l'accélération de la pesanteur et l'expression (VIII) prend la forme

$$V = 300 \sqrt{4\,\Pi g \log \text{nat} \frac{R}{r}} \text{ volts}$$

En posant

$$300 \sqrt{4 g \log \text{nat} \frac{R}{r}} = A$$

il vient en définitive

$$V = A \sqrt{\Pi}, \tag{IX}$$

A étant une constante. Il est facile de calculer la constante A, et par conséquent on peut déterminer la différence de potentiel de deux cylindres. Dans nos expériences, le cylindre intérieur était toujours en communication avec la terre, tandis que le cylindre extérieur était toujours relié à l'aiguille de notre électromètre sous pression ; ils étaient donc à chaque instant au même potentiel.

En combinant les relations (VII et IX), on a

$$C_\alpha = \frac{\sin \alpha}{\sin \alpha_0} \cdot \frac{\Pi_0}{\Pi} \tag{X}$$

où Π et Π_0 sont les poids placés sur la balance de l'électromètre de MM. Bichat et Blondlot et qui correspondent aux potentiels V et V_0, ou aux angles α et α_0 de déviation de l'aiguille de l'électromètre sous pression.

En faisant parcourir à l'aiguille toute l'échelle, nous avons déterminé les valeurs de Π pour plusieurs valeurs correspondantes de l'angle α. Il nous était ainsi possible de calculer le second membre de l'expression (X) pour n'importe quel angle de déviation de l'aiguille.

Voici les valeurs de C_α pour différentes positions de l'aiguille[1]:

Angle de déviation	Poids sur l'électromètre de Blondlot	$C_\alpha = C_0 \dfrac{H_0}{\sin \alpha_0} \cdot \dfrac{\sin \alpha}{H}$	Différences
20°	0,250 grammes	$C_0 = 1$	
25°	0,350 »	0,88262	0,11738
30°	0,480 »	0,75668	0,12594
35°	0,635 »	0,65509	0,10159
40°	0,820 »	0,56609	0,09100
45°	1,075 »	0,47859	0,08740
50°	1,380 »	0,40575	0.07284
55°	1,730 »	0,34610	0,05965
60°	2,125 »	0,29171	0,05439

Nous avons préféré ne pas faire des mesures pour des angles trop petits (au-dessous de 20°) pour ne pas introduire dans la détermination de C_α les erreurs qui proviennent de la lecture des petits angles.

Les données du tableau précédent sont résumées dans la courbe ci-dessous.

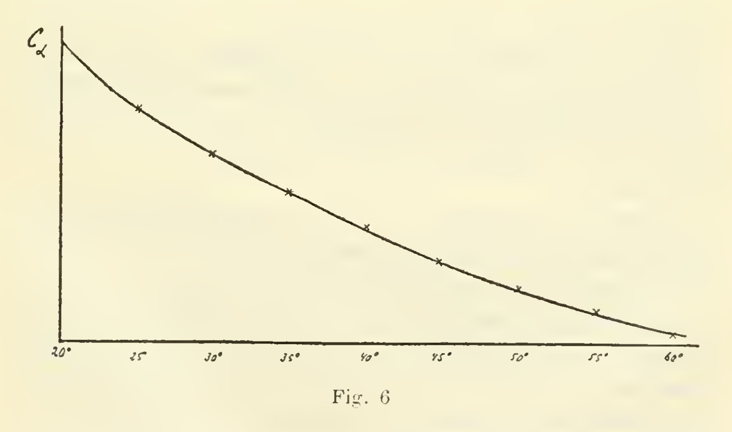


Fig. 6

Une fois que l'électromètre sous pression est gradué pour

[1] Ce tableau ne représente que les résultats d'une seule série de mesures.

l'échelle entière, par comparaison avec un électromètre absolu, changeons le poids P placé sur l'aiguille, dont le couple compense la répulsion électrique.

Soit P_1 et P_2 les deux valeurs de P pour une même déviation et pour deux potentiels différents. La formule VI nous donne

$$P_1 . d \sin \alpha = C_\alpha V_1^2 \ldots \text{(a)}$$

et (XI)

$$P_2 . d \sin \alpha = C_\alpha V_2^2 \ldots \text{(b)}$$

V_1 représente une valeur quelconque du potentiel correspondant à l'angle α, l'aiguille étant chargée du poids P_1 ; et V_2 — une valeur quelconque du potentiel correspondant au même angle α, mais l'aiguille étant chargée du poids P_2.

En divisant (b) par (a), on obtient

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{V_2^2}{V_1^2}$$

ou

$$V_2 = V_1 \sqrt{\frac{P_2}{P_1}} \qquad \text{(XII)}$$

Ainsi, une fois que la détermination de V_1 en fonction de α est faite empiriquement avec un électromètre absolu pour des potentiels relativement faibles, on peut mesurer les potentiels beaucoup plus élevés en connaissant le rapport des poids des deux surchares P_1 et P_2 placées sur l'aiguille (d'après la formule XII).

Il suffit, par exemple, *de choisir un poids quadruple pour pouvoir mesurer des potentiels deux fois plus élevés (les angles de déviation de l'aiguille restant les mêmes).*

Le passage des égalités (XI) à la relation XII suppose que le facteur C_α est indépendant de la valeur absolue du potentiel, ainsi que de la valeur de la surcharge ; ce qui n'est pas rigoureusement exacte, puisque les surcharges ont les formes extérieures légèrement différentes.

Nous avons vérifié la constance de C_α dans le cas des deux surcharges dont les poids sont dans le rapport de 1 à 4. Ainsi, si la première surcharge n'a exigé que des faibles potentiels

pour l'échelle entière, la deuxième nous a permis de mesurer les potentiels correspondants à des angles de 35° au maximum, les autres étant déjà trop élevés pour le fonctionnement normal de l'électromètre absolu de MM. Bichat et Blondlot.

Graduation. Données numériques

Les poids des surcharges que nous avons employées étaient de 0,250 gr., de 1,000 gr. et de 4,000 gr., c'est-à-dire dans le rapport de 1, 4, 16.

Les formules IX et XII donnent

$$\left.\begin{aligned} V_1 &= A\sqrt{\Pi} \\ V_2 &= A\sqrt{\Pi}\,.\,\sqrt{\frac{P_2}{P_1}} = 2A\sqrt{\Pi} \\ V_3 &= A\sqrt{\Pi}\,.\,\sqrt{\frac{P_3}{P_1}} = 4A\sqrt{\Pi} \end{aligned}\right\} \qquad \text{(XIII)}$$

Π étant le poids placé sur l'électromètre de Bichat et Blondlot, lorsque l'aiguille de l'électromètre sous pression est chargée du poids $P_1 = 0{,}250$ gr. et

$$P_1 : P_2 : P_3 = 1 : 4 : 16\ .$$

Calculons la constante A dont l'expression est donnée à la p. 588. Elle a pour valeur

$$A = 300\sqrt{4g \text{ log nat } \frac{R}{r}} = \mathbf{18193.80}\ .$$

exacte à 1,5 pour mille.

A l'aide de A, nous pouvons trouver les valeurs extrêmes des potentiels (correspondant au plus petit et au plus grand des angles de déviation de l'aiguille) pour les trois surcharges.

Elles étaient

de 10.000 volts à 27.000 »	Pour la surchage de 0,250 grammes.
de 20.000 » à 54.000 »	» » 1,00 »
de 40.000 » à 108.000 »	» » 4,00 »

Donc à l'aide de trois surcharges ainsi choisies, nous sommes en état de mesurer n'importe quel potentiel dans les limites de 10,000 à 108,000 volts, en n'utilisant que la partie la plus sensible[1] de l'échelle (de 20° à 60°).

Nous pouvons nous poser la question suivante :

Convient-il d'employer une seule et même matière pour les diverses surcharges, ou est-il préférable d'employer une matière différente pour chaque surcharge ?

Chacune de ces alternatives présente ses avantages et ses inconvénients.

En effet, en employant des métaux de densité différente, il devient possible de donner à toutes les surcharges la même forme et les mêmes dimensions, de façon à conserver rigoureusement constante la valeur de C_α. Même en utilisant des alliages nous ne possédons pas de métaux dont les densités respectives, quelle que soit la surcharge, se trouvent dans le rapport exact de 1 : 4 : 16 comme il faudrait, suivant les formules XIII (page 587).

Mais pour les *deux* surcharges la réalisation est toujours possible, car nous avons une échelle disponible de densités assez étendue, allant pratiquement de 2,65 (aluminium) à 21,5 (platine).

[1] La sensibilité est donnée par le rapport $\frac{d\alpha}{dV}$. En différentiant l'expression $p\,d \sin \alpha = C_\alpha V^2$, on obtient

$$p\,d \cos \alpha\, d\alpha = 2C_\alpha V\, dV + V^2 dC_\alpha .$$

D'où

$$\frac{d\alpha}{dV} = \frac{2C_\alpha V}{p\,d \cos \alpha} + \frac{V^2}{p\,d \cos \alpha} \frac{dC_\alpha}{dV} .$$

Pour effectuer ce calcul, il faut connaître l'expression analytique de C_α. Or, vu la forme très compliquée de l'aiguille, du support et de la cage, il faudrait faire dans les calculs des hypothèses trop hardies. Nous y renonçons.

Remarquons cependant que les divisions sur l'échelle de l'électromètre ordinaire de Braun ne sont pas équidistantes. Les plus grandes divisions (maximum de sensibilité) se trouvent entre 10° et 45°, ce qui justifie notre mode de faire de ne prendre que la partie moyenne de l'échelle (20°-60°).

Le fait de donner toujours les mêmes dimensions aux surcharges, présente l'avantage de ne pas changer les constantes électriques de l'appareil quand on remplace une surcharge par une autre, puisqu'au point de vue de la répulsion électrostatique, la nature du métal ne joue aucun rôle, pourvu que sa forme extérieure reste invariable.

Mais il faut tenir compte de cette circonstance que les surcharges agissent sur l'aiguille par leur poids et qu'elles se trouvent dans un gaz comprimé. Il en résulte en vertu du principe d'Archimède que leur action diminue dans des proportions différentes lorsqu'elles sont fabriquées avec des substances de densité différente.

Voyons quel est l'ordre de grandeur de l'erreur commise.

Soit V_1, P_1 et d_1 le volume, le poids réel et la densité de la première surcharge ; V_2, P_2 et d_2 le volume, le poids réel et la densité de la deuxième surcharge.

Désignons par δ la densité du gaz carbonique à la pression atmosphérique.

On a alors tout calcul fait et en négligeant les termes d'ordre supérieur par rapport à $\frac{\delta}{d}$

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{P_2}{P_1}\left[1 + \delta\left(\frac{1}{d_1} - \frac{1}{d_2}\right)\right] . \qquad \text{(XIV)}$$

Prenons par exemple l'*aluminium* et le *platine* et admettons pour δ la valeur de 0,0019652 (Regnault). On obtient

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{P_1}{P_2} \times 1{,}000649 .$$

Tenons maintenant compte du fait que l'anhydride carbonique est comprimé.

En supposant que la loi de Mariotte puisse être appliquée on a approximativement

$$\frac{\pi}{\pi_0} = \frac{\delta}{\delta_0} ,$$

δ et δ_0 désignant les deux densités d'un gaz et π et π_0 les deux pressions correspondantes.

Si $\pi_0 = 1$ atmosphère

$$\delta = \delta_0 \pi$$

et la parenthèse de la formule XIV prend la forme

$$1 + \pi\delta\left(\frac{1}{d_1} - \frac{1}{d_2}\right).$$

Pour dix atmosphères par exemple sa valeur devient 1,00649. Ainsi le rapport des poids peut être altéré presque de un pour cent. En outre ce rapport varie avec la pression.

Il en résulte qu'il est préférable de fabriquer les surcharges avec un seul métal. Alors *quelle que soit la pression du gaz* on a

$$\pi\delta_0\left(\frac{1}{d_1} - \frac{1}{d_2}\right) = 0$$

et

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{P_1}{P_2}$$ [1].

Mais, en employant toujours le même métal, nous sommes forcément amené à employer des surcharges de dimensions différentes.

Nous les avons confectionnées en platine sous forme de disques percés au centre d'un trou, ce qui permettait de les ajuster sur la goupille g (fig. 4, page 579). Leur diamètre était calculé de telle sorte que les disques ne pouvaient pas dépasser la largeur de l'aiguille. De cette façon nous étions certains de ne pas modifier la grandeur des surfaces entre lesquelles la répulsion électrostatique se produisait.

La masse et le diamètre des disques étant déterminés par les

[1] Calculons encore la valeur absolue de l'erreur commise dans la graduation lorsque la pression du gaz varie, la surcharge restant la même. La variation de pression influe comme nous l'avons vu : 1° sur la constante diélectrique du gaz et 2° sur le poids apparent de la surcharge. Tout calcul fait on trouve en négligeant les termes d'ordre supérieur

$$V^1 = V\left[1 - \frac{\varkappa^1 - \varkappa}{2\varkappa} - \frac{v(\delta^1 - \delta)}{2p}\right],$$

V, $\varkappa$, δ représentent le potentiel, la constante diélectrique et la densité du gaz à la première pression. V', $\varkappa'$, δ' les mêmes grandeurs à la deuxième pression, v et p sont le volume et le poids de la surcharge. Cette erreur ne dépasse pas $^3/_{1000}$ même pour dix atmosphères de pression.

conditions indiquées plus haut, leur épaisseur devait être différente.

Dimensions des surcharges

Poids	Diamètre	Epaisseur
0,250 gr.	11,92 mm.	0,15 mm.
1,000 »	10,33 »	0,58 »
4,000 »	10,11 »	1,66 »

Mais, l'épaisseur étant différente, de ce fait provenait une erreur appréciable dans la comparaison des lectures faites sur l'électromètre, lorsque l'aiguille était chargée consécutivement de deux poids différents.

Nous y avons remédié en disposant au-dessus de la goupille *g* une vis recourbée *v* le long de laquelle un très petit écrou *e* pouvait se déplacer (fig. 4). On pouvait ainsi ramener le centre de gravité sur la verticale (zéro de la graduation).

On pourrait d'ailleurs dans un modèle ultérieur simplifier considérablement ce dispositif en plaçant la surcharge de façon que son centre de gravité se trouve sur l'axe de figure de l'aiguille et en l'entourant d'une cage protectrice de forme constante.

Voici maintenant les résultats de la graduation :

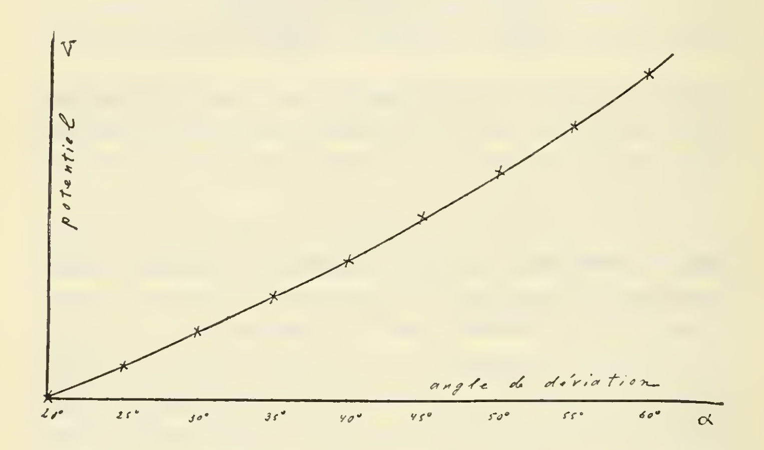
Résultats

Tableau résumant nos mesures (graduation de l'électromètre)

Angle de déviat^ion	Poids placé sur l'électromètre absolu de MM. Bichat et Blondlot				Valeur moyenne	Potentiel
20°	0,250 gr.	0,251 gr.	0,250 gr.	0,250 gr.	0,2502 gr.	**9100,5** volts
25°	0,350 »	0,350 »	0,350 »	0,350 »	0,350 »	**10763,3** »
30°	0,480 »	0,482 »	0,483 »	0,480 »	0,481 »	**12617,8** »
35°	0,635 »	0,634 »	0,640 »	0,637 »	0,637 »	**14520,1** »
40°	0,820 »	0,826 »	0,830 »	0,830 »	0,827 »	**16545,0** »
45°	1,075 »	1,082 »	1,080 »	1,074 »	1,078 »	**18890,0** »
50°	1,380 »	1,376 »	1,380 »	1,383 »	1,379 »	**21365,0** »
55°	1,730 »	1,727 »	1,730 »	1,725 »	1,728 »	**23916,1** »
60°	2,195 »	2,180 »	2,170 »	2,180 »	2,181 »	**26868,2** »

Les valeurs du potentiel pour les angles intermédiaires peuvent se calculer par interpolation.

Nous donnons ci-après la courbe représentant le potentiel en fonction de l'angle de déviation. L'allure de cette courbe nous montre que la sensibilité mesurée par le rapport $\frac{d\alpha}{dV}$ est à peu près constantepour toute la graduation.



Le tableau qui suit nous donne les valeurs de C_α calculées à l'aide de deux séries d'observations *faites à un intervalle de huit mois.*

Angle de déviation	C_α	C_α huit mois après	Différence
20°	1	1	0
25°	0,8826	0,8826	0
30°	0,7567	0,76140	+ 0,0047
35°	0,6551	0,66025	+ 0,00515
40°	0,5661	0,57300	+ 0,0069
45°	0,4786	0,48080	+ 0,0022
50°	0,40575	0,40575	0
55°	0,3461	0,3460	— 0,0001
60°	0,2917	0,2893	— 0,0024

Les différences sont dans la limite des erreurs d'expérience.

Résumé

Nous voulons brièvement énumérer les avantages que présente l'emploi des électromètres sous pression :

1° La diminution considérable, sinon la suppression complète des effluves, des aigrettes et des étincelles disruptives, dont l'action combinée provoque de fortes perturbations dans le fonctionnement normal des électromètres ;

2° La suppression du vent électrique et des tourbillons d'air qui en résultent ;

3° L'augmentation du coefficient de recombinaison des ions, la diminution de leurs coefficients de diffusion et de mobilité, la réduction de l'effet ionisant ; ce qui assure la condition $\Delta V = 0$ pour chaque élément de volume du diélectrique ;

4° La possibilité de rendre les appareils peu volumineux, ce qui diminue la distance entre les pièces soumises aux actions électrostatiques et augmente par conséquent la sensibilité et la sécurité des indications des électromètres ;

5° L'indépendance dans les limites très étendues des constantes de l'électromètre de la variation de pression du gaz ; ce fait dispensant de la nécessité de faire des mesures manométriques ;

6° L'électromètre que nous avons choisi présente en outre l'avantage d'être un instrument à lecture directe ;

7° Le décrément logarithmique augmentant très rapidement avec la pression du gaz, on peut à volonté régler l'amortissement des oscillations de l'aiguille de l'électromètre.

Il est bien évident qu'en raison du dispositif plus compliqué qui résulte de l'emploi de gaz comprimé, l'usage de ce genre d'électromètres ne se justifie que lorsqu'il s'agit de *mesurer de très hauts potentiels avec exactitude.*

SUR LES
DÉRIVÉS NITRÉS DE LA P-PHÉNÉTIDINE

PAR

Frédéric REVERDIN et **Ludwick FÜRSTENBERG**

Les recherches[1] dont il va être rendu compte, ont été entreprises dans le but d'étudier la nitration de la p-phénétidine, comparativement à celle de la p-anisidine et d'examiner en outre si le groupe « éthoxy » confère peut-être à la p-phénétidine des propriétés différentes de celles du groupe « méthoxy » de la p-anisidine, lors de la préparation des divers dérivés nitrés isomères. On sait en effet que dans certains cas, des composés renfermant le groupe « éthyle » ne se comportent pas, lors de la nitration, de la même manière que les composés correspondants renfermant le groupe « méthyle »[2].

Nous avons eu, en outre comme objectif, de compléter autant que possible, par nos recherches, nos connaissances sur les dérivés nitrés de la p-phénétidine, dont trois seulement sur les neuf qui sont théoriquement possibles ont été décrits jusqu'à présent.

Sans être arrivés à pouvoir compléter la série de ces dérivés, nous en avons néanmoins préparé trois nouveaux et parmi eux une trinitro-p-phénétidine que nous avons plus particulièrement étudiée.

Nos essais de nitration ont été faits en partant des dérivés

[1] Voir la thèse présentée à la Faculté des Sciences de l'Université de Genève par Ludwick Fürstenberg. Genève 1913. Imprimerie E. Chaulmontet.

[2] Reverdin et de Luc. *Archives*, 1909, t. XXVIII, p. 36.

acylés de la p-phénétidine renfermant à l'« amino » les résidus suivants : *acétyle, toluène-sulfonyle, o-nitro-toluène-sulfonyle,* et *m-nitro-benzène-sulfonyle.*

Les deux derniers de ces composés, qui ont été préparés par l'action des chlorures correspondants sur la phénétidine en solution alcoolique en présence d'acétate de soude, n'ayant pas encore été décrits, nous en indiquerons brièvement les propriétés.

o-nitro-toluènesulfonyl-p-phénétidine :

$$C^6H^4.OC^2H^5.NH.SO^2.NO^2.C^7H^6.$$

Ce composé cristallise dans l'acide acétique en aiguilles blanches f. à 128°, il est soluble à froid dans l'alcool et dans l'acide acétique, à chaud dans la lessive de soude étendue.

0.138 gr. Subst. ont donné 10.42 cc. N (20°, 730 mm.) soit :

Trouvé	Calculé pour $C^{15}H^{16}N^2O^5S$
N = 8.45 %	N = 8.33 %

m-nitrobenzènesulfonyl p-phénétidine :

$$C^6H^4.OC^2H^5.NH.SO^2.NO^2C^6H^4.$$

Facilement soluble dans l'alcool, l'acide acétique et l'acétone, elle cristallise en petites aiguilles prismatiques blanches, f. à 129-130°.

0.1759 gr. Subst. ont donné 13.52 cc. N (19°, 728 mm.) soit :

Trouvé	Calculé pour $C^{14}H^{14}N^2O^5S$
N = 8.60 %	N = 8.69 %

Les essais de nitration ont été faits. soit en introduisant le composé à nitrer dans les acides nitriques de D = 1. 52 et 1.4, soit en introduisant ces mêmes acides dans la solution acétique du produit à nitrer.

Quoique nous ayons fait varier dans bien des cas les conditions de la réaction, nous ne décrirons ici que ceux des essais qui nous ont donné les meilleurs résultats au point de vue du rendement.

Dinitro-2-3-p-phénétidine:

OC^2H^5
NO^2
NO_2
NH^2

Cette combinaison déjà connue et décrite par Wender[1] qui l'avait obtenue par un autre procédé, a été préparée en saponifiant au moyen de l'acide sulfurique concentré, à la température du bain-marie, la *dinitro-2-3-toluènesulfonyl-p-phénétidine* $C^6H^2.OC^2H^5.NO^2.NO^2.NH.SO^2C^7H^7$, qui avait pris naissance en introduisant peu à peu dans une solution refroidie de 10 grammes de toluène-sulfonyl-p-phénétidine dans 60 cc. d'acide acétique cristallisable, 50 cc. d'acide nitrique de D= 1.52, en laissant monter la température à 25-30°. Le produit de la réaction cristallisé dans l'acide acétique, puis dans l'alcool méthylique et dans un mélange de benzène et de ligroïne, est en aiguilles blanches, f. à 163°. Il est soluble dans l'alcool, le benzène et l'acide acétique, insoluble dans la ligroïne et soluble à froid en se colorant en brun dans la solution de carbonate de soude.

0.2647 gr. Subst. ont donné 26.42 cc. N. (15°, 730 mm.) soit :

Trouvé	Calculé pour $C^{15}H^{15}O^7N^3S$
N = 11. 32 %	N = 11.02 %

Dinitro-3-5 p-phénétidine:

OC^2H^5
NO^2 NO^2
NH^2

On a obtenu en introduisant peu à peu 75 cc. d'acide nitrique de D= 1.4, dans la solution refroidie de 10 gr. d'o-nitrotoluènesulfonyl-p-phénétidine dans 60 cc. d'acide acétique

[1] *Gaz. Chim. Ital.*, t. 19, p. 221.

cristallisable et en chauffant vers la fin de l'opération jusqu'à 50°, un produit jaune qui, après plusieurs cristallisations dans l'alcool et dans l'acide acétique, est en aiguilles fines et blanches, f. à 163°. Ce composé, qui est soluble dans l'alcool, l'acide acétique et le benzène, correspond à la *dinitro-3-5-o-nitro toluènesulfonyl-p-phénétidine:*

$$C^6H^2.OC^2H^5.NO^2.NO^2.NH.SO^2.NO^2.C^7H^6.$$

0.1021 gr. Subst. ont donné 11.88 cc. N (19°, 737 mm.) soit:

Trouvé	Calculé pour $C^{15}H^{14}O^9N^4S$
N = 13.19 %	N = 13.14 %

La position des groupes « nitro » de cette combinaison a été établie par le fait que lorsqu'on la chauffe au bain-marie avec de l'acide sulfurique concentré, pendant une heure, elle fournit le *dinitro-3-5-aminophénol* connu, f. à 230°. Elle se distingue par ce fait du dérivé correspondant de la p-anisidine, chez lequel on n'a pas observé, dans les mêmes conditions, cette double saponification.

On évite l'élimination du groupe « éthyle » en chauffant moins longtemps et à une température moins élevée, c'est-à-dire en chauffant pendant dix minutes seulement et à 70-80°. Il se forme dans ce cas, la *dinitro-3 5-p-phénétidine*, qui cristallise dans l'acide acétique en jolies paillettes rouges, f. à 138-139°; elle est soluble dans l'eau chaude, l'alcool, l'acide acétique et le benzène, elle est précipitée par l'eau de sa solution sulfurique.

0.1236 gr. ont donné 20.6 cc. N (18°, 733 mm) soit:

Trouvé	Calculé pour $C^8H^9O^5N^3$
N = 18.86 %	N = 18.50 %

On peut préparer cette même base en nitrant en solution acétique, par l'acide nitrique de D = 1.52 à 30°, la *nitro-3-toluénesulfonyl-p-phénétidine*, connue, f. à 94°[1], puis en saponifiant le *dérivé dinitré* qui a pris naissance.

[1] Brevet allemand 164138. Friedländer, t. 8, 108.

Dinitro-2-6-p-phénétidine:

OC^2H^5

NO^2 NO^2

NH^2

C'est en partant de la phénacétine que nous avons obtenu cette nouvelle base.

On a préparé son dérivé acétylé en dissolvant 17 gr. de phénacétine dans 85 cc. d'acide sulfurique concentré, à la température ordinaire et en introduisant dans cette solution 100 cc. d'un mélange à parties égales d'acide sulfurique concentré et d'acide nitrique de $D = 1.4$, de manière que la température ne dépasse pas 15 à 20°, puis chauffant jusqu'à 40° et coulant dans l'eau glacée. Le produit ainsi obtenu, cristallisé dans l'eau, l'alcool et l'acide acétique est en aiguilles blanches, f. à 148° et constitue la *dinitro-2-6-p-phénacétine:*

$$C^6H^2.OC^2H^5.NO^2.NO^2.NH.C^2H^3O.$$

Elle est difficilement soluble dans l'eau, facilement soluble dans l'acétone, assez soluble dans l'alcool et dans l'acide acétique.

0.0794 gr. Subst. ont donné 11.13 cc. N (18°, 736 mm.) soit :

Trouvé	Calculé pour $C^{10}H^{11}O^6N^3$
N = 15.93 %	N = 15.61 %

Cette combinaison fournit par saponification au moyen de l'acide sulfurique étendu la *dinitro-2-6-p-phénétidine*, qui se dépose de la solution sulfurique en paillettes jaunes, f. à 172°. Elle est difficilement soluble dans l'eau chaude, bien soluble dans l'alcool et dans l'acide acétique; elle est facilement diazotable et son dérivé diazoïque décomposé par l'alcool, donne par réduction une base possédant les caractères d'une m-diamine.

La constitution de cette dinitro-phénétidine a été établie par le fait que la même base a été obtenue en éthylant l'acide isopicramique, lequel renferme, comme on le sait, ses deux groupes « nitro » en positions 2 et 6.

Les deux produits préparés par nitration et par méthylation

ont été identifiés d'une manière certaine en prenant le point de fusion de leur mélange.

Nous n'avons pas réussi à obtenir la *dinitro-2-5-p-phénétidine,* soit dans la nitration de la phénacétine, soit dans celle de la m-nitro-benzènesulfonyl-p-phénétidine. Il se forme principalement dans cette dernière opération, un dérivé dinitré en 2-3 f. à 178°, qui n'a pas été analysé, mais qui nous a fourni par saponification la *dinitro-2-3-p-phénétidine,* et en outre du du *dérivé dinitré en 3-5.*

La nitration de la p-phénétidine se distingue donc dans ce cas, de celle de la p-anisidine, car on sait que la dinitro-2-5-p-anisidine se forme facilement soit dans la nitration de la p-acetanisidine[1], soit dans celle de la m-nitro-benzènesulfonyl-p-anisidine[2], en même temps dans le premier cas que le dérivé dinitré en 2-6 et dans le second cas que le dérivé dinitré en 3-5.

Trinitro-2-3-5-p-phénétidine:

$$\text{ring: } 1\text{-}OC^2H^5;\ 2\text{-}NO^2;\ 3\text{-}NO^2;\ 4\text{-}NH^2;\ 5\text{-}NO^2$$

Ce dérivé a été obtenu de la même manière que la trinitro-p-anisidine correspondante, c'est-à-dire en soumettant à une nouvelle nitration la dinitro-2-3-toluènesulfonyl-p-phénétidine[3]. Il se forme la *trinitro-2-3-5-toluènesulfonyl-p-phénétidine:*

$$C^6H.OC^2H^5.NO^2.NO^2.NO^2.NH.SO^2.C^7H^7.$$

qui cristallise dans l'acétone en aiguilles blanches, f. à 217°; ce composé est presque insoluble à chaud dans l'alcool, difficilement soluble dans l'acide acétique chaud, ainsi que dans le benzène et le xylène, facilement soluble à froid dans l'acétone et à chaud dans le nitrobenzène.

0.1427 gr. Subst. ont donné 17.1 cc. N (20°, 736 mm.) soit:

Trouvé	Calculé pour $C^{15}H^{14}O^9N^4S$
N = 13.52 %	N = 13.14 %

[1] Reverdin et Bucky. *Archives.* 1906, t. XXII, p. 124.

[2] Reverdin et de Luc. *Archives* 1912, t XXXIII, p. 216.

[3] Reverdin. *Archives.* 1912, t. XXXIV, p. 330.

En dissolvant une partie de ce dérivé dans trois parties en volume d'acide sulfurique concentré et chauffant pendant une demi-heure au bain-marie, à 70-80°, on obtient en coulant dans l'eau froide, un précipité rouge constitué par la *trinitro-p-phénétidine.* Elle cristallise le mieux dans l'alcool méthylique en belles aiguilles rouges à reflet métallique vert, elle fond à 126-127°, se dissout facilement à froid dans l'acétone et à chaud dans l'alcool, l'acide acétique et le nitrobenzène.

0.1258 gr. Subst. ont donné 23.7 cc. N (23°, 732 mm.) soit:

Trouvé	Calculé pour $C^8H^8O^7N^4$
N = 20.93 %	N = 20.59 %

Constitution de la trinitro-p-phénétidine.

Lorsqu'on introduit un troisième groupe « nitro » dans la dinitro-2-3-p-phénétidine, ce groupe peut entrer en position 5 ou 6 du noyau benzénique et on a par conséquent le choix entre les deux formules de constitution suivantes :

OC^2H^5 ; NO^2 ; NO^2 ; NO^2 ; NH^2 ou OC^2H^5 ; NO^2 ; NO^2 ; NO^2 ; NH^2

Dans la série de la p-anisidine deux dérivés trinitrés ont été préparés. Le premier par nitration directe[1], le second en méthylant le sel d'argent d'un trinitro-acétylaminophénol[2]. Meldola ayant obtenu le dérivé trinitré de l'acétylaminophénol par nitration du dinitro-3-5-acétylaminophénol, qui, semblait-il ne pourrait donner qu'un dérivé trinitré en 2-3-5, l'anisidine correspondante devrait avoir une constitution sembable. Après la publication de Meldola, l'un de nous attribua à sa trinitro-anisidine, qui différait entr'autres de celle de Meldola par son point de fusion et celui de son dérivé acétylé, la formule d'une combinaison trinitrée en 2-3-6. Mais en faisant depuis de nouvelles recherches pour établir la constitution de

[1] Reverdin. *Archives.* 1910, t. XXIX, p. 476.

[2] Meldola et Kuntzen. *Trans. of chem. Soc.* 1910. t. 97. p. 444.

son dérivé trinitré, le même a trouvé qu'il devait correspondre à la formule :[1]

OCH^3

NO^2 NO^2 NO^2

NH^2

En effet cette trinitro-p-anisidine renferme un groupe « nitro » mobile, qui peut être facilement remplacé par l'« hydroxyle » et lorsqu'on élimine du dérivé hydroxylé résultant de cette substitution, le groupe « amino », par la méthode habituelle, il se forme un *dinitrogaïacol* connu, dont les deux groupes « nitro » sont en positions 3 et 5 ; celui-ci fournit par déméthylation une *dinitropyrocatéchine* et par méthylation un *dinitrovératrol,* composés également connus tous les deux.

Il résulte donc de ces faits que la constitution de la trinitro-p-anisidine de Reverdin est celle qui est indiquée ci-dessus et que c'est le groupe « nitro » en position 2 qui est mobile.

La trinitro-p-phénétidine se comportant d'une manière absolument analogue, comme on le verra plus loin, nous pouvons certainement lui attribuer la formule de constitution indiquée plus haut.

Dérivés de la trinitro-2-3-5-p-phénétidine

Dérivé acétylé : $C^6H.OC^2H^5.NO^2.NO^2.NO^2.NH.C^2H^3O.$

Il a été obtenu en faisant réagir l'anhydride acétique, en présence d'une très petite quantité d'acide sulfurique concentré, sur la trinitro-p-phénétidine, à la température du bain-marie. Il cristallise en aiguilles blanches, f. vers 245°. Soluble dans l'acétone, difficilement soluble à chaud dans l'alcool, assez soluble dans l'acide acétique et peu soluble dans le benzène.

0.1636 gr. Subst. ont donné 26.9 cc. N (19°, 720 mm.) soit :

Trouvé	Calculé pour $C^{10}H^{10}O^8N^4$
N = 18.21 %	N = 17.83 %

Le groupe « nitro » en 2 de la trinitro-p-phénétidine étant

[1] Voir *Chemiker-Zeitung, 1913,* 1913, n° 39. p. 394.

mobile il peut être facilement remplacé par d'autres résidus ; nous en avons préparé les dérivés suivants :

Phénylamino-2-dinitro-3-5-p-phénétidine :

$$C^6H.OC^2H^5.NHC^6H^5.NO^2.NO^2.NH^2.$$

Obtenue par l'action de l'aniline à la température du bain-marie, elle cristallise dans l'acide acétique, en paillettes brunes et brillantes, f. à 151-152°. Elle est facilement soluble dans le benzène et dans l'acide acétique, difficilement dans l'acétone et dans l'alcool.

Monométhylamino-2-dinitro-3-5-p-phénétidine :

$$C^6H.OC^2H^5.NHCH^3.NO^2.NO^2.NH^2.$$

Elle a été préparée en chauffant la trinitro-p-phénétidine en solution alcoolique avec la monométhylamine à 33 % et cristallise dans l'alcool en belles aiguilles rouges, f. à 166-167°. Facilement soluble dans l'acétone et dans l'acide acétique à froid, assez soluble dans l'alcool chaud.

0.114 gr, Subst. ont donné 21.88 cc. N (18°, 724 mm.) soit :

Trouvé	Calculé pour $C^9H^{12}O^5N^4$
N = 21 45 %	N = 21.87 %

Diméthylamino-2-dinitro-3-5-p-phénétidine :

$$C^6H.OC^2H^5.N(CH^3)_2.NO^2.NO^2.NH^2.$$

Préparée de la même manière que le dérivé monométhylaminé, elle est plus soluble dans l'alcool que celui-ci et f. à 119-120°.

0.1508 gr. Subst. ont donné 0.2475 gr. CO^2 ; 0.075 gr. H^2O. soit :

Trouvé	Calculé pour $C^{10}H^{14}O^5N^4$
C = 44.76 %	C = 44.45 %
H = 5.52 %	H = 5.20 %

Phénoxy-2-dinitro-3-5-p-phénétidine :

$$C^6H.OC^2H^5.OC^6H^5.NO^2.NO^2.NH^2.$$

Préparée en faisant réagir le phénol en excès sur la trinitro-p-phénétidine à la température du bain-marie. elle cristallise dans l'acide acétique en aiguilles rouges, f. à 185-186°, difficile-

ment solubles dans l'alcool chaud, plus facilement dans l'acide acétique. En éliminant le groupe « amino » de ce composé par la méthode connue et réduisant le produit de la réaction on obtient une m-diamine.

0.1614 gr. Subst. ont donné 18.22 cc. N (18°, 736 mm.) soit :

Trouvé	Calculé pour $C^{14}H^{13}O^{6}N^{3}$
N = 13.25 %	N = 13.17 %

Amino-2-dinitro-3-5-p-phénétidine :

$$C^6H.OC^2H^5.NH^2.NO^2.NO^2.NH^2.$$

Ce dérivé a été obtenu en traitant au bain-marie, une solution de trinitro-p-phénétidine dans l'acétone, par une solution alcoolique ammoniacale à 10 %. C'est un produit rouge brillant, qui à l'état pur f. à 250°. Il est peu soluble dans l'acide acétique chaud, presque insoluble dans l'alcool et dans l'acétone. Il se dépose de l'acide acétique en belles aiguilles rouges.

0.124 gr. Subst. ont donné 25.75 cc. N (22°, 730 mm.) soit :

Trouvé	Calculé pour $C^8H^{10}O^5N^4$
N = 23.09 %	N = 23.14 %

Dérivé de la pipéridine : $C^6H.OC^2H^5.NC^5H^{10}.NO^2.NO^2.NH^2.$

En faisant réagir 2 gr. de pipéridine sur 1 gr. de trinitro-p-phénétidine en solution alcoolique au bain-marie, pendant une heure, on obtient de belles paillettes rouges, qui purifiées par cristallisation dans l'alcool f. à 143-144°. Facilement soluble dans l'alcool chaud et dans l'acide acétique.

0.1408 gr. Subst. ont donné 22.63 cc. N (18°, 736 mm.) soit :

Trouvé	Calculé pour $C^{13}H^{18}O^5N^4$
N = 18.26 %	N = 18.06 %

Dinitro-2-5-éthoxy-1-quinonediazide-3-4 :

OC^2H^5

NO^2

NO^2 $= O$

N^2

On obtient ce composé en diazotant la trinitro-p-phénétidine

en solution sulfurique avec du nitrite de soude solide et coulant le produit de la réaction dans l'eau glacée. Il se dépose de sa solution acétique en prismes orangés, f. à 186° et se forme sans doute d'une manière analogue à la dinitro-méthoxy-quinone-diazide décrite par Meldola et Reverdin[1].

0.1962 gr. Subst. ont donné 38. 4 cc. N (17°, 732 mm.) soit :

Trouvé	Calculé pour $C^8H^6O^6N^4$
N = 22.14 %	N = 22.05 %

Dinitro-3-5-hydroxy-2-phénétidine :

$$C^6H . OC^2H^5 . OH . NO^2 . NO^2 . NH^2 .$$

On dissout 2 gr. de trinitro-p-phénétidine dans 20 cc. d'acétone, on ajoute une solution de 4 gr. d'acétate de soude dans 50 cc. d'alcool et on chauffe une demi-heure au bain-marie. Il se forme un précipité rouge constitué par le sel de soude du dérivé hydroxylé. Ce sel est soluble dans l'eau chaude ; l'addition d'acide chlorhydrique précipite un produit rouge-brun qui cristallise dans l'alcool sous deux modifications : aiguilles brunes et cristaux noirâtres à reflet métallique vert, f. à 166-167°. Soluble à froid dans l'acide acétique et dans le benzène, à chaud dans l'alcool.

0.0843 gr. Subst. ont donné 13.42 cc. N (19°, 724 mm.) soit :

Trouvé	Calculé pour $C^8H^9O^6N^3$
N = 17.73 %	N = 17.28 %

En éliminant de ce composé le groupe « amino » par la méthode habituelle, on obtient la *monoéthyl-1-dinitro-3-5-pyrocatéchine :*

OC^2H^5
OH
NO^2 NO^2

qui cristallise dans l'alcool en aiguilles jaunes f. à 155°. Ce composé est soluble dans la solution de carbonate de soude, dans l'alcool, l'acide acétique et l'éther, difficilement soluble dans l'eau chaude.

[1] *Trans. of Chem. Soc.* 1910, t. 97, p. 1204.

0.1388 gr. Subst. ont donné 0.2146 gr. CO^2 ; 0.0445 gr. H^2O. soit :

Trouvé	Calculé pour $C^8H^8O^6N^2$
C = 42.17 %	C = 42 10 %
H = 3.6 %	H = 3.51 %

Le *sel de baryum* de cette combinaison cristallise dans l'eau en petites aiguilles jaune-brun, peu solubles et qui changent de couleur lorsqu'on les chauffe au bain-marie, en perdant sans doute de l'eau de cristallisation.

Le *sel d'argent*, préparé par double décomposition en partant du sel de baryum et du nitrate d'argent, a été traité en tube scellé, en le chauffant pendant une heure au bain-marie, avec une solution alcoolique d'iodure d'éthyle et a fourni l'*éther diéthylique*, insoluble dans la solution de carbonate de soude. On a obtenu, apres plusieurs cristallisations dans l'alcool une substance f. à 90-91° qui a donné à l'analyse les résultats suivants :

0.055 gr. Subst. ont donné 5.7 cc. N (19°, 732 mm.) soit :

Trouvé	Calculé pour $C^{10}H^{12}O^6N^2$
N = 11.67 %	N 10.94 %

Ces chiffres correspondent à peu prés à ceux qui sont exigés par une *diéthyl-dinitro-pyrocatéchine.* Blanksma [1] qui a autrefois décrit, avec le F=78°, la diéthyl-dinitro-3-5-pyrocatéchine, vient de nous communiquer que cette indication provient d'une erreur et qu'ayant préparé de nouveau ce produit il lui a trouvé le F 94-95° ; il est donc probable que notre substance était encore légèrement impure, comme le fait du reste supposer l'analyse.

Genève, Laboratoire de chimie organique de l'Université, avril 1913.

[1] *Rec. Trav. chim. Pays-Bas*, t. 24, p. 45.

OBSERVATIONS MÉTÉOROLOGIQUES

FAITES AUX

FORTIFICATIONS DE SAINT-MAURICE

PENDANT LES MOIS DE

Mars, avril et mai 1912

(PRINTEMPS 1912)

OBSERVATIONS DIVERSES

Mars 1912

Brouillard. — *Brouillard une partie de la journée :* les 11 et 20 à Savatan ; le 18 à Dailly ; les 3, 4, 6, 7, 16, 20, 22, 23 et 25 à l'Aiguille.

Neige sur le sol les 4, 7, 8, 11, 16 et du 21 au 24 à Dailly ; le 4, du 6 au 11, le 16 et du 19 au 24 à l'Aiguille.

Fœhn : le 15 aux deux stations inférieures.

Avril 1912

Brouillard. — *Brouillard une partie de la journée:* le 9 à Dailly ; les 1, 2, 9 et 30 à l'Aiguille.

Neige sur le sol, le 10 à Lavey ; le 2 à Savatan ; du 2 au 4 et les 10 et 11 à Dailly ; du 1 au 5, les 10, 11, 24 et 30 à l'Aiguille.

Fœhn : les 27 et 28 aux quatre stations.

Mai 1912

Brouillard. — *Brouillard une partie de la journée :* les 30 et 31 à Savatan ; les 23 et 30 à Dailly ; les 6, 21, 22, 23, 24, 25, 29, 30 et 31 à l'Aiguille.

Neige sur le sol, le 17 aux deux stations supérieures.

Fœhn : le 15 aux quatre stations.

Orage : le 23.

Remarque : Les observations du baromètre ont été reprises à Savatan avec le mois de mars. Les corrections des baromètres des deux stations ont été déterminées à nouveau le 23 avril 1913 et appliquées dès le mois de mars 1912. Les détails seront donnés dans le résumé annuel.

MOIS DE MARS 1912

Jours du mois	Baromètre Hauteur moyenne Savatan	Baromètre Dailly	Thermomètre Température moyenne Savatan	Thermomètre Dailly	Hygromét. Fraction de saturation moyenne Savatan	Hygromét. Dailly	Nébulosité moyenne Lavey	Nébulosité Savatan	Nébulosité Dailly	Pluie et Neige (hauteur mesurée) Lavey Pluie	Lavey Neige	Savatan Pluie	Savatan Neige	Dailly Pluie	Dailly Neige	Aiguille Pluie	Aiguille Neige
	mm.	mm.	°	°	%	%				mm.	cm.	mm.	cm.	mm.	cm.	mm.	cm.
1	706.9	660.8	+ 9.3	+ 7.0	58	37	8	9	9	11.0	....	10.3	....	**12.1**	....	9.7	....
2	705.4	659.3	9.2	6.3	66	39	5	3	7	....	....	....	....	....	....	....	....
3	700.5	653.6	5.5	2.3	78	61	10	10	10	**12.4**	....	**15.8**	....	8.1	5	9.6	6
4	701.5	656.9	4.3	1.3	76	87	9	8	9	3.5	....	3.5	....	2.1	....	2.3	....
5	702.0	655.3	4.3	2.5	94	80	10	10	10	10.6	....	12.5	....	11.2	....	6.9	1
6	700.2	653.9	3.9	+ 0.4	90	79	10	10	9	4.9	....	5.7	....	4.1	2	7.7	9
7	701.3	651.8	2.6	− 1.5	77	**96**	9	9	9	3.2	....	3.5	....	6.3	7	8.1	11
8	703.8	656.7	3.0	− 0.4	60	62	2	0	2	....	....	....	....	....	....	....	....
9	700.9	654.6	6.6	+ 1.9	**34**	25	0	0	1	....	....	....	....	....	....	....	....
10	698.0	652.5	7.7	3.8	48	42	9	7	3	3.1	....	4.9	....	3.6	1	4.2	5
11	701.5	657.3	5.3	1.9	77	74	5	5	8	....	....	....	....	0.4	....	0.5	....
12	709.1	662.2	6.9	2.8	46	38	1	1	4	....	....	....	....	0.6	....	0.4	....
13	711.0	661.2	5.7	2.6	55	43	3	3	4	....	....	1.2	....	....	....	....	....
14	708.1	661.3	7.5	3.9	38	25	0	0	0	....	....	....	....	....	....	....	....
15	703.1	656.9	8.3	+ 5.9	11	26	3	3	3	5.1	....	8.8	....	10.2	7	9.6	9
16	702.2	654.8	3.0	− 1.5	68	78	6	8	7	2.7	....	....	....	2.7	....	2.4	....
17	696.7	650.2	3.7	+ 0.5	53	41	5	5	5	....	....	....	....	....	....	....	....
18	**690.6**	**644.7**	3.9	+ 1.8	84	61	10	7	10	7.0	....	6.9	....	8.9	....	6.8	2
19	695.1	647.7	3.7	0.0	80	85	6	7	8	0.5	....	3.2	....	1.1	....	2.4	1
20	697.8	650.4	**1.3**	− **1.6**	79	83	7	8	7	6.0	....	2.5	....	0.9	1	2.2	2
21	698.3	651.4	4.3	+ 0.5	71	40	9	9	9	8.5	....	8.8	....	9.6	**9**	**10.1**	10
22	697.0	650.2	2.6	0.6	**96**	77	9	10	10	9.5	....	8.5	....	6.7	8	8.2	**12**
23	702.7	655.7	3.8	0.6	73	94	9	10	9	9.7	....	8.8	....	8.7	2	6.4	1
24	701.8	656.3	5.2	4.1	86	80	10	10	10	8.0	....	8.6	....	9.6	....	9.4	....
25	710.7	664.1	9.1	8.0	85	68	7	6	7	....	....	....	....	0.7	....	0.5	....
26	**711.8**	**666.1**	11.5	11.1	65	35	0	0	0	....	....	....	....	....	....	....	....
27	709.8	664.7	**14.1**	**13.2**	42	35	2	2	2	0.3	....	....	....	0.3	....	0.4	....
28	708.0	661.8	13.2	9.9	49	29	1	3	1	0.6	....	....	....	....	....	....	....
29	706.9	660.8	7.9	3.9	71	67	2	1	7	....	....	....	....	1.2	....	1.3	....
30	706.8	660.0	7.1	3.0	52	48	0	0	1	....	....	....	....	....	....	....	....
31	699.2	653.2	+ 8.9	6.3	38	**23**	1	1	1	....	....	....	....	6.1	....	6.0	....
Mois	703.08	656.53	+ 6.24	+ 3.26	66	57	5.5	5.4	6.1	106.6		113.5		115.2	15	115.1	72

MOYENNES DU MOIS DE MARS 1912

Pression atmosphérique.

	Savatan				Dailly			
	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne
	mm.	mm.	mm.	mm.	mm.	mm.	mm.	mm.
1re décade...	702.71	702.34	701.96	702.33	656.20	655.71	655.58	655.83
2me » ...	701.89	701.80	701.97	701.89	654.92	655.00	655.04	654.99
3me » ...	704.89	704.70	704.91	704.83	658.45	658.46	658.80	658.57
Mois..	703.22	703.00	703.01	703.08	656.58	656.46	656.55	656.53

Température.

	Savatan					
	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne	Minim. moyen	Maxim. moyen
	0	0	0	0	0	0
1re décade...	+ 4.25	+ 7.56	+ 5.10	+ 5.64	+ 2.4	+ 9.4
2me » ...	3.04	6.80	4.92	4.92	1.7	8.2
3me » ...	5.24	10.53	8.16	7.98	4.4	12.2
Mois..	+ 4.21	+ 8.37	+ 6.13	+ 6.24	+ 2.9	+10.0
	Dailly					
1re décade ..	+ 1.15	+ 3.97	+ 1.92	+ 2.35	- 0.2	+ 6.1
2me » ...	- 0.10	3.46	1.57	1.64	- 1.0	5.1
3me » ...	+ 3.28	8.10	5 32	5.57	+ 2.0	9.7
Mois..	+ 1.50	+ 5.27	+ 3.01	+ 3 26	+ 0.3	+ 7.1

Fraction de saturation en %

	Savatan				Dailly			
	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne
1re décade...	71	61	72	68	61	59	63	61
2me » ...	68	59	59	62	58	55	54	56
3me » ...	75	61	63	66	64	41	58	54
Mois..	71	62	65	66	61	51	58	57

Nébulosité.

	Lavey				Savatan				Dailly			
	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne
1re décade ...	7.5	6.7	7.3	7.2	6.8	6.3	6.9	6.7	6.6	7.1	7.2	7.0
2me » ...	5.6	4.9	3.5	4.7	5.9	5.8	2.5	4.7	6.4	6.9	3.6	5.6
3me » ...	4.7	4.0	5.6	4.8	4.9	4.7	5.2	4.9	5.7	5.5	6.0	5.8
Mois..	5.9	5.2	5.5	5.5	5.8	5.6	4.9	5.4	6.2	6.5	5.6	6.1

MOYENNES DU MOIS D'AVRIL 1912

Pression atmosphérique.

	Savatan				Dailly			
	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne
	mm.	mm.	mm.	mm.	mm.	mm.	mm.	mm.
1re décade...	705.36	704.90	705.60	705.28	657.89	657.88	658.47	658.08
2me » ...	704.86	704.51	704.94	704.77	657.82	657.62	658.12	657 85
3me » ...	701.94	701.38	701.82	701.71	655.54	655.48	655 23	655 42
Mois..	704.06	703.60	704.12	703.92	657.08	656 99	657.27	657.11

Température.

	Savatan					
	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne	Minim. moyen	Maxim. moyen
	°	°	°	°	°	°
1re décade ...	+ 3.66	+ 8.20	+ 5.62	+ 5.83	+ 1.6	+10.1
2e » ...	2.74	10.54	6.78	6.69	1.8	12.7
3e » ...	6.66	11.78	8.72	9.05	5.4	13.6
Mois..	+ 4.35	+10.17	+ 7.04	+ 7.19	+ 2.9	+12.1

	Dailly					
1re décade...	+ 0.36	+ 4.78	+ 2.27	+ 2.47	- 1.4	+ 6.5
2me » ...	0.47	6 56	2.41	3.15	- 0.5	7.8
3me » ...	3.66	7 25	4.64	5.18	+ 2.6	9.0
Mois..	+ 1.50	+ 6.20	+ 3.10	+ 3.60	+ 0.2	+ 7.7

Fraction de saturation en %

	Savatan				Dailly			
	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne	7 h. m	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne
1re décade...	73	56	65	65	79	50	56	62
2me » ...	71	43	49	54	48	34	38	40
3me » ...	70	55	61	62	56	49	60	55
Mois..	72	51	58	60	61	44	52	52

Nébulosité.

	Lavey				Savatan				Dailly			
	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne	7 h. m.	1 h. s	9 h. s.	Moyenne	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne
1re décade...	7.0	5.4	5.1	5.8	5.2	4.7	4.4	4.8	5.6	5.7	3.9	5 1
2me » ...	3.2	2.8	1.8	2.6	2.2	2.3	1.9	2.1	4.1	4.5	3.0	3 9
3me » ...	5.8	5.4	4.1	5.1	5.6	6.5	5.3	5.8	5.9	7.8	5.7	6.5
Mois..	5.3	4.5	3.7	4.5	4.3	4.5	3.9	4.2	5.2	6.0	4.2	5.1

MOIS D'AVRIL 1912

Jours du mois.	Baromètre Hauteur moyenne		Thermomètre Température moyenne		Hygromèt. Fraction de saturation moyenne		Nébulosité moyenne			Pluie et Neige (hauteur mesurée)							
										Lavey		Savatan		Dailly		Aiguille	
	Savatan	Dailly	Savatan	Dailly	Savatan	Dailly	Lavey	Savatan	Dailly	Pluie	Neige	Pluie	Neige	Pluie	Neige	Pluie	Neige
	mm.	mm.	°	°	%	%				mm.	cm.	mm.	cm.	mm.	cm.	mm.	cm.
1	**692.8**	**646.8**	+ 3.3	− 0.6	94	100	10	10	10	**15.5**	....	**16.8**	2	**27.9**	**12**	**22.5**	**18**
2	705.7	656 5	**0.5**	− **4 0**	68	93	10	10	10	0.5	....	....	...	1.6	6	4.1	10
3	710.8	662.7	1.6	− 2.9	49	59	5	5	5	....	....	....	....	....	....	....	....
4	712.2	661.3	3.5	− 0.5	42	32	0	0	0	....	....	....	....	....	....	....	....
5	**712.8**	**666.0**	8.2	+ 6.7	50	**20**	8	1	1	....	....	....	....	0.7	....	2.1	....
6	711.5	664.0	12.1	9.9	62	40	4	3	4	....	....	....	....	....	....	....	....
7	708.8	662 1	12.3	7.9	62	59	5	4	4	....	....	....	....	0.2	....	0.1	....
8	702.5	656.5	11.9	+**10.6**	61	47	6	0	0	....	....	....	....	....	....	....	....
9	696.0	649 6	3.9	− 0.2	**95**	100	10	10	10	9 2	....	11 2	....	18.9	15	19.7	16
10	699.6	652.0	1.1	− 2.2	61	66	5	5	6	3.8	....	3.2	....	4.5	8	5.2	9
11	703.3	656.6	5.7	+ 1.6	57	30	5	4	6	....	....	....	....	....	....	....	....
12	707.1	660 2	5.7	1.1	47	46	3	3	3	....	....	....	....	....	....	....	....
13	707.9	660.0	4.1	0.8	53	38	0	2	0	....	....	....	....	....	....	....	....
14	705.5	658.0	4.3	2.9	51	36	0	0	0	....	....	....	....	....	....	....	....
15	702.9	656.1	5.9	1.8	59	44	2	2	5	....	....	....	....	....	....	....	....
16	704.1	657 3	5.5	1.7	71	51	3	2	5	....	....	....	....	....	....	....	....
17	704.3	657.2	6.5	3.1	62	51	2	2	3	....	....	....	....	....	....	....	....
18	702.2	655 9	9.7	5.3	**35**	26	5	3	7	....	....	....	....	....	....	....	....
19	704.2	657.4	9.2	6.5	57	39	4	4	8	0.3	....	0.2	....	0.5	....	1.0	....
20	706.0	660.0	10.2	6.7	53	41	1	1	2	....	....	....	....	....	....	....	....
21	706.0	658.7	7.5	3.6	77	74	0	3	4	....	....	....	....	1.1	....	1.4	....
22	706.0	659.6	9.0	5.9	66	56	0	1	2	....	....	....	....	....	....	....	....
23	705.0	658.6	6.9	3.3	73	72	9	8	10	6.5	....	9.2	....	8.4	....	7.5	3
24	705.7	659.2	8.4	5.5	66	45	4	4	5	0.5	....	....	....	....	....	....	....
25	701 3	657.4	9.7	6.1	50	34	1	2	3	....	....	....	....	....	....	....	....
26	702.1	656.0	10.3	6.6	48	30	1	1	2	....	....	....	....	....	....	....	....
27	697.3	652.2	12.3	7.3	36	24	10	10	10	....	....	....	....	....	....	....	....
28	692.9	648 2	**12.7**	**8.4**	47	32	6	9	10	1.2	....	1.0	....	3.5	....	3.4	....
29	697.5	650.7	8.2	4.2	87	90	10	10	10	4.8	....	5.8	....	8 8	....	7.6	1
30	700.2	653 6	+ 5.5	+ 1 1	67	95	10	10	10	7.5	....	2.3	....	3.4	....	3.6	....
Mois	703.92	657.11	+ 7.19	+ 3.60	60	52	4.5	4.2	5.1	49.8	....	49.7	2	79.5	41	78.2	57

MOIS DE MAI 1912

Jours du mois.	Baromètre Hauteur moyenne		Thermomètre Température moyenne		Hygromèt. Fraction de saturation moyenne		Nébulosité moyenne			Pluie et Neige (hauteur mesurée)							
										Lavey		Savatan		Dailly		Aiguille	
	Savatan	Dailly	Savatan	Dailly	Savatan	Dailly	Lavey	Savatan	Dailly	Pluie	Neige	Pluie	Neige	Pluie	Neige	Pluie	Neige
	mm.	mm	0	0	°/o	°/o				mm.	cm.	mm.	cm.	mm.	cm.	mm.	cm.
1	702.8	655.8	+ 6 5	+ **1.7**	69	73	10	10	10	0.2	....	0.6	....	0 9	....	1.1	....
2	704 7	657.6	7.1	3.6	53	41	3	3	3	....	....	....	....	....	....	....	....
3	704.1	657.9	10.1	6.0	48	33	1	1	1	....	....	....	....	....	....	....	....
4	704.5	658.1	12 9	7 8	59	31	2	0	3	....	....	2.8	....	2.7	....	2.8	....
5	707.0	660.2	9.1	6.0	89	79	10	7	9	13.9	..	13 0	....	15 5	....	15.7	....
6	709.1	662.6	10.4	7.6	83	73	10	7	9	....	....	....	....	0.4	....	0.5	....
7	713.3	666.8	12.3	8.8	73	77	7	5	4	6.6	....	7.8	....	9.6	....	9.9	....
8	**713.9**	**668.1**	14.6	11.8	72	62	5	5	8	....	....	....	....	0 5	....	0.3	....
9	712.1	666 4	16.1	12 6	51	45	0	1	1	....	....	....	....	....	....	....	....
10	708 5	663.4	17.5	14.6	50	32	0	2	2	....	....	....	....	....	....	....	....
11	707.3	662.6	19.7	17.9	43	20	0	0	2	....	....	....	....	....	....	....	....
12	705.5	661.4	**23.9**	**21.1**	**34**	**11**	1	0	1	....	....	....	....	....	....	....	....
13	706.8	662.4	20.8	19.9	43	16	0	0	0	....	....	....	....	....	....	....	....
14	703.7	659 5	21.0	19.8	39	13	3	1	2	....	....	....	....	....	....	....	....
15	699.1	654.8	19.1	11.4	51	39	6	5	8	0.5	....	0.2	....	0.4	....	0.3	....
16	701.8	655.7	10.3	6.4	74	65	9	9	10	15.0	....	16 5	....	11.9	1	12.1	1
17	706.5	659.9	**6.1**	2.4	60	53	10	7	9	1.0	....	0.9	....	1.8	....	1.4	....
18	706.3	659.6	11.5	7.8	51	39	0	0	0	....	....	....	....	....	....	....	....
19	705 6	659.8	14.9	12.9	15	21	0	0	0	....	....	....	....	....	....	....	....
20	703.6	658.4	15.7	13.3	56	33	4	1	1	....	....	....	....	....	....	....	....
21	700.8	655.9	14.7	10.2	67	66	8	9	9	4.2	....	4.6	....	4.1	....	4.5	....
22	699.8	653.9	11.1	7.8	**97**	93	9	10	10	8.6	....	10.2	....	8.1	....	8.8	....
23	699.3	653.7	10 8	6.9	87	87	9	10	10	**20.8**	....	**22.5**	....	**24.6**	....	**26.4**	....
24	702.5	656.2	8.4	4.7	92	95	10	10	10	5.5	....	5.5	....	11.3	....	10.3	....
25	703.6	657.1	10.5	6.0	74	100	9	9	9	....	....	....	....	0.7	....	0.6	....
26	702.6	656.1	10.9	6.0	71	96	5	6	9	....	....	....	....	....	....	....	....
27	703.0	656.7	11.1	7.2	70	74	4	6	4	....	....	....	....	....	....	....	....
28	703.2	657.4	14.4	11.0	55	41	2	1	3	0.5	....	2.5	....	4 6	....	4 9	....
29	700.5	655.1	16.1	10.6	82	82	9	8	10	....	....	....	....	1.6	....	2.2	....
30	**698.5**	**653.6**	11.7	8.4	91	92	10	10	9	9.7	....	15.2	....	17.4	....	16.8	....
31	700.9	655 1	+12.1	+ 9.2	79	68	10	9	9	....	....	....	....	0.1	....	0.2	....
Mois	701.55	658.79	+13.28	+ 9.82	65	56	5.3	4.9	5.8	86.5	...	102.3	....	116 2	1	118.8	1

MOYENNES DU MOIS DE MAI 1912

Pression atmosphérique.

	Savatan				Dailly			
	7 h. m. mm.	1 h. s. mm.	9 h. s. mm.	Moyenne mm	7 h. m. mm.	1 h. s. mm.	9 h. s. mm.	Moyenne mm.
1re décade...	708.10	707 52	708 39	708.01	661.37	661.56	662.11	661.68
2me » ...	705.16	704.11	704.61	704.63	659.78	659.23	659.27	659.43
3me » ...	701.43	701.10	701.51	701.34	655.71	655.62	655.42	655.58
Mois..	704.79	704 14	704.73	704.55	658.85	658.70	658.82	658.79

Température.

	Savatan					
	7 h. m. 0	1 h. s. 0	9 h. s. 0	Moyenne 0	Minim. moyen 0	Maxim. moyen 0
1re décade...	+ 8.32	+14.42	+12.26	+11.67	+ 7.1	+16.7
2me » ...	13.16	20.14	15.62	16.31	11.4	22.0
3me » ...	10.11	14.07	11.80	11.99	8.5	15.7
Mois..	+10.52	+16.14	+13.18	+13.28	+ 9.0	+18.0
	Dailly					
1re décade...	+ 5.69	+10.28	+ 8.12	+ 8.03	+ 4.9	+12.0
2me » ...	10.80	16.91	13 06	13.59	8.6	18.2
3me » ...	6.69	9.62	7.71	8.01	5.8	11.4
Mois..	+ 7.70	+12.18	+ 9.57	+ 9.82	+ 6.4	+13.8

Fraction de saturation en %

	Savatan				Dailly			
	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne
1re décade...	77	57	60	65	64	53	47	55
2me » ...	55	43	52	50	32	25	36	31
3me » ...	90	67	79	79	88	69	87	81
Mois..	75	56	64	65	62	50	58	56

Nébulosité.

	Lavey				Savatan				Dailly			
	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne	7 h. m	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne
1re décade...	5.5	4.3	4.4	4.7	4.6	4 9	2.6	4.0	4.7	5.1	5.3	5.0
2me » ...	1.9	3.8	3.9	3.2	1.5	2.6	3.2	2.4	2 8	4.0	4.3	3.7
3me » ...	8.4	7.0	8.1	7.8	8.5	7.5	7.7	7.9	8.5	8.2	8.4	8.4
Mois..	5.0	5.1	5.5	5.3	5.0	5.1	4.6	4.9	5.5	5.8	6.1	5.8

COMPTE RENDU DES SÉANCES

DE LA

SOCIÉTÉ DE PHYSIQUE ET D'HISTOIRE NATURELLE DE GENÈVE

Séance du 3 avril 1913

B. P. G. Hochreutiner. Sur les organes inutiles, à propos d'un nouveau genre de Malvacées. — Th. Tommasina. M. Marcel Brillouin et le principe de relativité. Critiques superposées.

M. B. P. G. Hochreutiner : *Sur les organes inutiles, à propos d'un nouveau genre de Malvacées* [1].

Il s'agit du genre *Bakeridesia*, fondé sur une plante du Mexique. Cette plante fut nommée par Baker fils : *Abutilon Galeottii*. Elle est cependant tout à fait distincte des *Abutilon*, à cause de ses méricarpes entourés d'une aile de forme curieuse. Cette aile ne peut servir en rien à la dissémination étant donné le mode de déhicence des carpelles et le fait que ceux-ci renferment plusieurs graines. Cet organe semble donc inutile et M. H. rapproche ce phénomène de tout une série d'observations se rapportant au fruit de nombreuses *Malvacées*. Dans un grand nombre de cas, il est impossible de déceler une utilité quelconque pour les structures observées.

Si ces structures sont véritablement inutiles et échappent par conséquent à l'influence du milieu et de la sélection naturelle, il faut en conclure qu'elles doivent avoir une grande importance systématique et que, grâce à leur constance, il soit aisé de baser sur elles une classification bien organisée. Or c'est précisément ce qu'on peut observer chez les *Malvacées*, où les botanistes ont toujours basé leurs genres et leurs tribus sur les caractères du fruit.

M. H. suppose donc qu'en présence de cette coïncidence il n'est

[1] Hochr. Bakeridesia, un nouveau genre de Malvacées, *in Ann. Cons. et Jard. bot. Genève* XV/XVI p. 297-303, Genève 1913. Brochure 8° Kündig édit. Genève, Corraterie 11.

pas invraisemblable de croire que les appendices des méricarpes du *Bakeridesia,* comme ceux de beaucoup d'autres genres, sont sans utilité biologique donnant prise à la sélection.

M. Th. Tommasina. — *M. Marcel Brillouin et le principe de relativité. Critiques superposées.* Quarante-cinquième Note *sur la physique de la gravitation universelle.*

Dans l'avant dernière Note de cette série j'avais cité quelques fragments du Mémoire de M. Marcel Brillouin « *Propos sceptiques au sujet du principe de relativité* » en ajoutant que je serais revenu sur cet important travail dans une Note que je lui aurais consacré exclusivement. La voici ; son but est de ramener au concret les concepts que les mathématiciens ont pris à la physique et qu'ils ont faussés en les rendant abstraits.

« La vitesse de propagation finie de l'énergie électromagnétique a, pour moi, dit M. Brillouin, comme conséquence inévitable, l'existence d'une substance remplissant les espaces interplanétaires, et dont les propriétés sont, en partie au moins, définies par les équations du champ électromagnétique. Suivant une comparaison banale mais toujours juste, l'existence de l'éther est aussi certaine pour nous que pouvait l'être celle de l'air avant l'invention de la de la machine pneumatique et des pompes de compression. Pour l'éther il nous manque la machine de compression ; beaucoup de physiciens pensent actuellement que ce simple énoncé est une absurdité. Pour moi je ne vois rien dans la physique moderne qui permette de conclure de notre impuissance actuelle à une impuissance de principe ; je continuerai donc à parler de l'éther ».

Certes, on ne pourrai qu'approuver cette déclaration si la dernière phrase n'était pas là pour en réduire de beaucoup la valeur. Je vais tâcher de convaincre l'auteur, qu'il doit la supprimer. En effet, après avoir parler de certitude, il a l'air de s'excuser, il reconnaît une impuissance, et cela après avoir défini l'éther comme étant la substance du champ électromagnétique interplanétaire. Mais voyons, où est-elle cette impuissance ? J'affirme que nous n'avons rien de mieux établi, physiquement et expérimentalement de l'impossibilité qu'un champ électromagnétique puisse être fait de rien, qu'il puisse exister sans substance matérielle dans un espace purement géométrique. C'est vrai que l'auteur avoue que *nous y sommes habitués en gravitation,* mais il se trompe en affirmant la chose en ces termes, car en gravitation on ne peut parler d'action à distance au travers du vide absolu, qu'à la condition de n'admettre aucun champ électromagnétique jouant un rôle quelconque dans la production de ce phénomène, qu'à la la condition de ne point s'occuper de sa physique et d'utiliser la loi par l'application du calcul sans en rechercher le mécanisme

caché qui en est la cause, et dont la loi n'est que la règle des effets tangibles.

L'invention de la machine pneumatique n'a rien ajouté à la certitude de l'existence de l'air, car le vent qui secoue les arbres et peut même les casser, les arracher et les transporter n'a jamais permis aux hommes d'avoir des doutes sur l'existence de l'air. De même, avant la découverte de la vitesse finie de propagation de la lumière, le seul principe d'inertie, toujours admis, aurait dû suffire, s'il avait été bien compris, pour montrer aux physiciens, la nécessité de l'existence d'un éther, non pas passif mais actif. Le mouvement uniforme absolu n'existe nulle part. Qu'est ce que signifie alors qu'un corps en mouvement ne peut modifier ni sa trajectoire ni sa vitesse sans l'intervention de forces extérieures, si non que, *si un corps est en mouvement c'est qu'il y a des forces extérieures qui le transportent* car, ne pas pouvoir modifier son propre mouvement signifie ne pas pouvoir en faire, donc être dans l'impossibilité de se déplacer de par soi-même. En effet, c'est bien là ce qu'on peut appeler inertie ! Donc, tout corps en mouvement est mu. Donc l'existence d'un milieu moteur est nécessaire et évidente. Tout système matériel limité est mu et, l'éther, c'est à dire le champ électromagnétique qui l'entoure, matériel aussi mais illimité, en est le moteur. Mais le fait essentiel dont il faut admettre la réalité est que l'éther étant le milieu universel, donc unique et illimité, n'est pas mobile en masse, mais seulement dans ses éléments, il déplace les corps par ses modifications internes sans être déplaçable en bloc. Ces modifications sont les pressions Maxwell-Bartoli des radiations qui s'entrecroisent partout et toujours dans l'univers. Ne reconnaissant point ce fait capital, voici comment M. Brillouin reconnait les incompatibilités qui en résultent : « Jettons maintenant un regard en arrière. Les physiciens du siècle dernier prenaient au sérieux leur éther non pesant (impondérable), ce qui rendait probable son homogénéité universelle, au moins approximative ; ils le regardaient néanmoins comme une substance capable de posséder et de transmettre de l'énergie, et ayant de l'inertie mécanique ordinaire. L'association de la rigidité à la parfaite perméabilité aux mouvements de la matière restait une énigme, ni plus ni moins que, dans la théorie de Lorentz, la perméabilité d'un éther, rigoureusement immobile, aux électrons et à la matière. Pour éluder cette invraisemblance, que nous proposent maintenant les novateurs ? d'adopter pour le champ électromagnétique — malgré la durée des transports d'énergie — le point de vue abstrait et purement algébrique *dont on se contente en gravitation faute de mieux ;* puis, ayant ôté tout support matériel à l'énergie rayonnante, c'est à elle même qu'ils sont conduits à attribuer les deux caractères

principaux de la matérialité, à savoir l'inertie et la pesanteur ! Qu'avons nous gagné au change ? » Et il adresse à M. Einstein les lignes suivantes : « Mettre à l'origine de la théorie le nouveau principe de relativité, appuyé sur si peu d'observations, exclusivement électro-optiques, et l'étendre à tout le domaine de la philosophie naturelle, ce n'est pas faire de la physique mais de la métaphysique ». C'est que M. Brillouin venait d'écrire les observations que voici : « Einstein lui-même, avec sa déconcertante souplesse, abandonnait le principe de la constance universelle de la vitesse de la lumière dans le vide. Il modifiait en conséquence son énoncé du principe de relativité, le séparant de la transformation de Lorentz, qu'il regarde maintenant comme une première approximation d'une transformation beaucoup plus générale encore inconnue. Pourquoi ce changement de point de vue ? A cause de l'impossibilité de soumettre la gravitation universelle à la théorie de la relativité sous sa première forme. Einstein essaie de construire une théorie, en partant d'une des notions paradoxales introduites comme conséquence de l'immobilité de l'éther, celle de l'inertie de l'énergie. Une quantité d'énergie E est supposée désormais douée d'une masse inerte $\frac{1}{2}\frac{E}{c^2}$, c étant la vitesse de la lumière. Qui n'a pas ajouté ironiquement : « pourquoi l'énergie ne serait pas pesante, maintenant ? » C'est cette boutade paradoxale que développe Einstein *la masse d'une énergie E étant* $\frac{1}{2}\frac{E}{c^2}$, *son poids doit être* $\frac{1}{2} g \frac{E}{c^2}$, en un point où l'intensité de la pesanteur est g. Passant au voisinage du soleil, l'énergie lumineuse d'une étoile sera attirée, et la déviation résultante peut être calculée ; elle approche, d'après Einstein, d'une seconde d'arc. Si l'on pouvait faire abstraction des déviations par réfraction due à l'atmosphère gazeuse du soleil, l'hypothèse de la pesanteur de l'énergie pourrait donc être contrôlée au moment des éclispes de soleil ». Je dois interrompre ici, ma citation, pour y introduire la remarque que M. Einstein oublie de tenir compte du fait, d'importance capitale, que la pression du rayonnement du soleil près de sa surface est maxima et qu'elle agit en sens contraire de la déviation qu'il a calculé. « Mais ce n'est pas tout ; continue M. Brillouin, le mouvement de cette énergie pesante ne peut plus être uniforme ; ce n'est plus avec une vitesse constante c que l'énergie se propage dans le vide au voisinage d'un corps pesant. Einstein *suppose* donc que la vitesse est variable et fonction du potentiel de gravitation, mais qu'elle reste isotrope ; il s'efforce, à l'aide d'hypothèses plus ingénieuses qu'évidentes, de déterminer la loi de variation de la vitesse de la lumière en fonction du potentiel de gravitation, et une loi correspondante de gravitation

généralisée. Adoptant à la suite d'Einstein l'hypothèse de la pesanteur de l'énergie, Max Abraham aboutit par des voies également hypothétiques à des conclusions analogues mais non identiques. Ce changement de vitesse de propagation serait en outre accompagné d'un changement de fréquence de la lumière simple. Il est encore impossible de deviner quelle importance prendront ces tentatives ; s'il n'en restera que des discussions scolastiques destinées à l'oubli malgré leur extrême ingéniosité, ou si elles *forceront enfin la gravitation universelle à sortir de son magnifique isolement ; vœu, trop souvent déçu, de tous les physiciens qui rêvent la constitution d'une vaste synthèse scientifique comprenant, outre les actions électromagnétiques, la gravitation et les actions moléculaires et atomiques* ». C'est moi qui ai souligné ces dernières lignes. Je pense que M. Brillouin reconnaîtra facilement que, si l'on ne veut pas jouer sur les mots, énergie pesante ne peut signifier que l'énergie de ce qui pèse, car le rien ne peut pas être énergétique, donc si toute l'énergie est pesante, cela signifie que ce n'est que la matière en mouvement qui a de l'énergie, donc que toute énergie est cynétique et que l'énergie n'est que la propriété de la matière en mouvement. Pour sortir de la confusion actuelle et atteindre le but, dont on reconnait l'importance il n'y a qu'adopter ma théorie de la gravitation fonction exclusive des pressions Maxwell-Bartoli du rayonnement universel, rayonnement très complexe, qui contient des radiations ultra-pénétrantes, qu'aucun écran artificiel ne peut arrêter, lesquelles accompagnent l'éther partout jusque chez l'atome. Cette pression, cette activité pénétrant tous les corps, qui à cause de cela ne peut être modifiée, donc dévoilée individuellement, est celle qui fournit le potentiel de gravitation qu'Einstein vient de supposer, est celle qui constitue le champ gravitationnel de Max Abraham.

BULLETIN SCIENTIFIQUE

PHYSIQUE

Paul Rudhardt. Les Isolants. Vol. XXIII de l'Encyclopédie électrotechnique. L. Loppé, secrétaire. L. Geisler, éditeur. Paris 1913.

Cette Encyclopédie électrotechnique, qui comprendra 54 volumes grand in-8, avec de nombreuses figures dans le texte, est constituées par une série de monographies scientifiques traitant à fond un sujet spécial et formant un volume qui est aussi vendu séparément, étant en effet un ouvrage indépendant. Ce volume qui vient de paraître s'occupe d'un sujet des plus importants de l'électrotechnique, car il est important non seulement au point de vue de l'étendue de l'utilisation des isolants dans toutes les branches de l'application industrielle de la science de l'électricité, mais encore à celui des dangers terribles auxquels un simple défaut d'isolement expose les ouvriers et même le public en général. L'auteur, ancien chef des laboratoires de recherches de la Compagnie de l'Industrie électrique de Genève, est certes des plus compétents pour juger des travaux très nombreux qui ont déjà parus, soit comme articles de revues techniques, soit comme chapitres de traités d'électrotechnique ; d'autant plus, qu'ayant poursuivi récemment des expériences nouvelles il a été à même de compléter les connaissance précédentes en y introduisant les tables de chiffres de ses mesures avec les diagrammes graphiques. Nous ne pouvons pas entrer en matière, ni donner une indication même abrégée des questions dont la solution est présentée avec clarté et précision dans ce volume, mais nous croyons qu'il répond bien à son but. Th. T.

Prof. A. Righi. Sulla separazione magnetica dei ioni emessi dalle scintille in un gas rarefatto. Nota letta alla *R. Acc. della Sc. dell' Ist. di Bologna,* nella Sessione del 9 marzo 1913. (Estratto dal Rendiconto.) Bologna Tip. Gamberini-Parmeggiani.

Dans ses recherches antérieures, l'auteur avait constaté que lorsqu'on fait éclater des puissantes étincelles dans l'air raréfié, il se produit un bombardement en tous les sens de ions de deux espèces et probablement même d'électrons. A l'aide d'autres expé-

riences, Righi avait montré les effets mécaniques produits, ainsi que les mouvements rotatoires qu'il avait appelés *rotations monomagnétiques*, lesquelles se vérifient sous l'action opportune d'un champ magnétique agissant sur des corps mobiles immergés dans l'air même dans lequel sont produites les étincelles, ou en général dans un gaz ionisé d'une manière quelconque. Les expériences décrites dans la note actuelle ont été faites à l'aide d'une ampoule spéciale munie à l'une des extrémités de trois embranchements, dont deux contenant les électrodes en fil métallique, renfermé presque complètement dans un tube de verre, de façon que seulement entre leurs bouts arrondis éclatent les étincelles. L'embranchement du milieu est en communication avec la pompe pneumatique, soit pour maintenir la pression constante soit pour la changer. Au centre de l'ampoule, deux lamelles métalliques rectangulaires constituent les électrodes qui doivent recevoir les ions déviés par le champ produit par un électroaimant placé dessous. Il y a en plus un spintéromètre et des résistances constituées par des tubes contenant de l'alcool. La déviation a eu lieu dans le sens prévu dès que le champ entra en action, et l'invertion se manifeste nettement avec celle du champ. La déviation du galvanomètre croît, jusqu'à une certaine limite, avec l'intensité du champ magnétique. D'autres constatations intéressantes sont relatées dans cette note qui contient deux tableaux de mesures et deux dessins. Th. T.

CHIMIE

E. Bosshard et W. Grob. Méthodes analytiques de dosage de l'hydrosulfite. *Chemiker-Zeitung*. 1913, t. XXXVII, p. 423-425 ; 437-439. Laboratoire de chimie technique du Polytechnicum de Zurich.

On sait que l'hydrosulfite et les prépapations qui en dérivent ont pris une importance considérable dans la teinture et en particulier dans l'emploi des colorants à cuve (indigo, etc.), aussi le dosage de cette combinaison méritait-il une étude approfondie qui puisse, le cas échéant, conduire à un perfectionnement des méthodes employées jusqu'ici. C'est à cette étude, dans les détails de laquelle nous ne pouvons pas entrer, mais que nous signalons aux chimistes que ce sujet intéresse, que les auteurs consacrent les deux articles cités. On y trouvera, outre la critique des méthodes connues, la description d'une nouvelle technique de la titration de l'hydrosulfite au moyen de la solution ammoniacale de sulfate de cuivre, qui peut être exécutée rapidement, sans appareillage spécial, et qui donne des résultats suffisamment exacts pour les besoins industriels.

MESURES DU COURANT ÉLECTRIQUE

PASSANT DE L'ATMOSPHÈRE A LA TERRE

faites chaque jour à Fribourg, à 2 h. 30 du soir

par M. le prof. GOCKEL

MAI 1913

Date	λ_-	λ_+	$q_2 = \lambda_+/\lambda_-$	P G.	Courant	
1	—	—	—	+ < 40	—	pluie
2	71	74	1.03	101 — 67	—	pluie dans le voisinage
3	97	97	1.00	83	53	couvert
4	—	—	—	—	--	pluie et tempête
5	131	120	0.92	< 40	—	pluie dans le voisinage
6	159	128	0.80	—1040	-990	pluie
7	116	117	1.00	109	85	nuageux
8	86	96	1.12	129	78	couvert
9	170	140	0.82	— 40 jusqu'à —110	—	pluvieux
10	108	115	1.06	+178—40	—	orageux
11	152	101	0.67	— 500 jusqu'à +1040	—	pluie
12	114	126	1.10	87	69	nuageux
13	129	133	1.03	103	89	»
14	93	109	1.17	114	77	nébuleux
15	128	133	1.04	92	81	couvert
16	87	98	1.13	134	75	»
17	142	111	0.78	— 44 jusqu'à —104	—	pluie dans le voisinage
18	—	—	—	+ 40	—	pluie
19	103	106	1.03	104	72	couvert
20	116	120	1.03	104	82	nuageux
21	100	103	1.03	133	90	clair
22	171	169	0.98	80	90	couvert
23	152	157	1.03	73	76	nuageux
24	124	123	1.00	109	90	»
25	—	—	—	—	—	—
26	121	121	1.00	72	58	nuageux
27	152	150	0.99	67	68	»
28	131	120	0.91	+220 jusqu'à —220	—	orageux
29	131	140	1.07	104	93	clair
30	177	182	1.03	87	104	pluvieux
31	121	119	0.99	44 jusqu'à 1070	—	orage dans le voisinage

Abréviations

λ_- = conductibilité par ions négatifs en unités éléctrostatiques $\times 10^6$
λ_+ = » » » positifs » » $\times 10^6$
P. G. = gradient du potentiel en volt par mètre.
Courant vertical, en unités électrostatiques $\times 10^8 = (\lambda_- + \lambda_+) \times$ P. G.

OBSERVATIONS MÉTÉOROLOGIQUES

FAITES A

L'OBSERVATOIRE DE GENÈVE

PENDANT LE MOIS

DE MAI 1913

Le 1, nouvelle neige sur les montagnes environnantes ; pluie pendant la plus grande partie de la journée.
4, pluie dans la nuit, à 7 h. et à 10 h. du matin : orage et grêle à 11 h. 30 m. ; neige et pluie à 10 h. du soir.
5, pluie dans la nuit.
6, pluie à 7 h. du matin.
7, pluie dans la nuit.
10, pluie depuis 3 h. 30 m. du soir ; orage de 3 h. 40 m. à 3 h. 50 m.
14, pluie dans la nuit.
15, pluie dans la nuit et à 7 h. du matin.
16, pluie dans la nuit et à 10 h. du matin : orage de 7 h. 15 m. à 8 h. 30 m. du soir.
17, **la dernière tache de neige a disparu sur le Salève.**
18, pluie dans la nuit, à 7 h. et à 10 h. du matin, à 4 h. et à 7 h. du soir.
les 20, 21 et 22, rosée le matin.
le 24, forte bise l'après-midi.
26, rosée le matin.
27, rosée le matin ; orage et pluie à 6 h. 15 m. du soir ; pluie à 7 h. et à 9 h. du soir.
29, forte rosée le matin.
31, pluie à 1 h. du soir.

GENÈVE — MAI 1913

Jour du mois	Pression atmosphérique 700mm + 7 h.	1 h.	9 h.	Moyenne 8 Obs.	Ecart av. la norm.	Barographe Min.	Barographe Max.	Vent 7 h.	1 h.	9 h.	Dominant	Vit. moy. kil. h.	Nébulosité 7 h.	1 h.	9 h.	Moy. 6 obs.	Durée d'insolation	Pluie Hauteur 24 h.	Nombre d'heures
	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm										h.	mm.	
1	21.3	25.4	27.3	24.34	− 0.61	21.1	27.3	SW. 1	SW 1	ESE. 0	SW. 1	10.1	10	10	6	9	0.0	13.2	**11**
2	25.7	24.5	23.7	21.74	− 0.24	22.9	27.0	SW. 1	NW. 1	N. 1	N. 1	5.9	6	8	1	5	8.1	....	....
3	22.5	20.7	19.7	21.20	− 3.82	19.5	22.9	S 0	N. 1	WNW. 0	NE. 1	5.2	5	5	10	7	10.1	3.7	4
4	18.0	17.1	18.9	18.09	− 6.97	17.0	19.5	SW. 1	SW. 1	SSE. 1	SW. 1	7.1	10	10	10	9	0.9	**19.3**	8
5	16.0	15.3	16.2	**16.04**	**− 9.06**	**14.3**	18.5	SSE. 0	SW. 1	NNE. 0	SW. 1	4.6	7	8	0	6	4.9	0.7	1
6	18.7	18.9	19.2	18.55	− 6.59	16.6	19.2	SE. 0	SE. 1	E. 1	SE. 1	2.3	10	10	9	9	0.0	0.2	1
7	20.5	21.0	21.6	20.58	− 4.60	18.8	22.2	W. 1	SE. 1	NNE. 1	NNE. 1	4.4	9	5	0	4	9 7	....	....
8	22.0	20.8	20.0	21.20	− 4.02	19.7	22.3	SSE. 1	N. 0	N. 0	N 1	4.0	7	9	0	5	7.7	....	....
9	20.4	19.8	20.5	20.13	− 5.13	19.1	20.9	W. 0	NNE. 1	SW. 1	N. 1	5.2	0	1	9	3	12.9	....	....
10	21.6	19.9	25.9	22.19	− 3.12	19.4	26.2	SW. 0	NW. 1	SSE. 0	var.	5.0	2	6	10	7	8.4	8.7	9
11	27.2	27.4	29.0	27.47	+ 2.12	26.0	29.1	W. 1	N. 1	NE. 0	NW. 1	4.7	9	8	1	7	5.7	....	....
12	28.6	27.3	25.7	27.39	+ 2.00	25.6	28.9	E. 1	NNE. 1	N. 0	NNE. 1	4.0	3	3	0	3	12.1	....	....
13	26.2	25.7	25.9	25.98	+ 0.54	25.7	26.3	NW. 0	NW. 1	S. 0	var.	3.1	7	9	9	9	4.9	0.2	2
14	26.9	25.2	25.6	25.75	+ 0.27	24.5	26.9	N. 0	NW. 1	W. 0	NNE. 1	2.1	10	10	10	9	0.5	3.2	5
15	25.5	23.9	22.8	24.22	− 1.31	21.6	25.5	S. 0	NNE. 0	SSW. 0	var.	4.4	10	10	10	10	0.0	3.3	5
16	20.3	17.9	19.6	19.15	− 6.42	17.1	21.6	S. 0	NW. 1	SSW. 1	SSW. 1	5.3	8	5	7	8	5.2	....	....
17	20.1	19.8	21.1	20.15	− 5.47	19.6	21.5	SSW. 1	NW. 1	SSW. 1	SSW. 1	6.1	4	8	6	7	5.2	2.2	3
18	21.6	22.7	24.7	22.63	− 3.03	21.3	24.8	S. 0	S. 1	SW. 0	S. 1	5.4	10	7	9	9	1.6	1.9	3
19	25.8	26.5	28.5	26.41	+ 0.70	21.7	28.9	NNE. 1	NNE. 1	NNE. 1	NNE. 1	6.3	6	8	4	6	9 1	....	....
20	30.6	30.8	30.9	30.43	+ 4.68	28.9	31.2	W. 1	NNE. 1	NNE. 0	NNE. 1	7.1	1	2	3	2	**14.1**	....	....
21	31.6	30.0	29.0	30.24	+ 4.44	28 8	31.7	W. 1	NNE. 1	N. 0	N. 1	4.5	0	0	0	0	12.4	....	....
22	30.2	30.1	33.0	30.60	+ 4 76	29.2	33.2	W. 0	SW. 1	N. 1	NW. 1	5.2	3	5	5	5	9.4	....	....
23	33.4	32.5	32.4	**32.81**	**+ 6.92**	32.3	33.4	N. 0	NNW. 1	NE. 0	NE. 1	6.7	1	3	8	4	11.7	....	....
24	32.8	32.0	31.6	32.03	+ 6.10	31.1	32.8	N 1	NE. 2	NNE. 2	NE. 2	**17.5**	4	5	0	3	12.9	....	....
25	32.9	32.6	32.3	32.47	+ 6.49	31.9	32.9	N. 1	N. 1	N. 0	N. 1	4.2	2	2	0	1	13.9	....	....
26	33.7	32.6	32.2	32.73	+ 6.71	31.9	**33.7**	S. 0	NNE. 0	SW. 0	var.	3.6	0	0	0	1	**14.1**	....	....
27	32.7	31.1	30.5	31.42	+ 5.35	28.6	32.7	E. 0	SW. 1	E. 1	E. 1	3.1	0	6	9	5	11.0	12.2	2
28	30 7	29.2	29.1	29.95	+ 3.84	29.0	31.4	E. 0	NNE. 1	N. 0	NNE. 1	4.7	1	4	1	3	11.9	....	....
29	29.4	28.1	27.0	28.18	+ 2.02	26.5	29.4	SW. 0	NNE. 1	NNE. 1	NNE. 1	4.0	4	1	0	2	13.4	....	....
30	27 0	26.2	25.3	26.04	− 0.16	24.7	27.1	W. 0	SW. 1	S. 0	SW. 1	3.9	6	5	7	6	11.3	....	....
31	25.5	24.1	25.5	25.07	− 1.18	24.0	26.4	N. 1	SW. 1	NNE. 0	SW. 1	3.4	1	10	6	6	10 4	0.2	2
Mois	25.79	25.13	25.64	25.43	+ 0.19							5.26	5.0	5.9	4.8	5.5	253.5	69.0	56

Jour du mois	Température 7 h.	Température 1 h.	Température 9 h.	Température Moyenne 8 Observ.	Température Ecart avec la normale	Température Min.	Température Max.	Fraction de saturation en % 7 h.	Fraction de saturation en % 1 h.	Fraction de saturation en % 9 h.	Fraction de saturation en % Moyenne 8 Obs.	Fraction de saturation en % Ecart av. la norm.	Fraction de saturation en % Min.	Fraction de saturation en % Max.	Tempér. du Rhône Midi	Tempér. du Rhône Ecart avec la normale	Limnimètre
	°	°	°	°	°	°	°								°	°	mm.
1	+13.0	+ 7.0	+ 4.4	+ 8.96	- 2.10	+ 2.8	+15.0	75	85	90	81	+15	70	98	—	—	1215
2	4.2	11.8	7.8	7.08	- 4.13	**2.0**	13.0	97	50	81	77	+ 8	41	**99**	10.0	- 0.2	1245
3	6.4	11.8	8.4	8.33	- 3.02	3.0	13.2	91	51	92	75	+ 6	46	95	9.0	- 1.3	1210
4	9.8	7.5	5.8	7.60	- 3.89	2.6	12.5	57	88	79	76	+ 7	52	90	—	—	1245
5	4.4	9.5	6.4	6.74	- 4.90	3.0	12.5	97	53	76	75	+ 5	46	98	8.0	- 2.5	1275
6	4.5	8.2	6.8	**5.91**	**- 5.87**	2.4	9.5	92	71	85	84	+14	66	98	8.0	- 2.6	1260
7	8.4	14.8	8.8	9.89	- 2.04	4.8	17.0	78	43	73	64	- 6	**20**	97	8.0	- 2.8	1250
8	6.6	12.0	11.0	9.15	- 2.92	2.8	15.0	81	40	70	64	- 6	37	86	8.0	- 2.9	1230
9	8.8	16.2	16.8	13.14	+ 0.93	5.0	22.8	68	52	66	64	- 6	44	84	8.5	- 2.5	1245
10	13.4	21.2	8.6	13.60	+ 1.24	7.8	23.5	82	50	90	78	+ 8	46	94	9.0	- 2.1	1235
11	8.4	11.4	8.4	9.59	- 2.91	6.5	14.2	87	57	88	73	+ 3	47	92	—	—	1245
12	6.8	13.4	12.0	10 08	- 2.56	3.0	17.2	87	54	71	72	+ 2	45	90	8.0	- 3 3	1265
13	11.0	16.2	12.2	12.45	- 0.33	7.8	17.0	77	54	80	72	+ 2	50	88	11.0	- 0.5	1265
14	11.5	15.9	14.2	13.80	+ 0.88	10.2	18.8	91	60	92	79	+ 9	57	94	11.5	- 0.1	1280
15	12.0	16.4	12.2	13.51	+ 0.41	10.9	18.2	98	68	90	**85**	**+15**	62	98	11.2	- 0.5	1250
16	10.4	19.0	14.8	13.87	+ 0.66	8.2	25.0	98	61	56	78	+ 8	47	98	11.4	- 0.4	1265
17	12.4	17.6	13.4	13.62	+ 0.27	9.4	20.0	82	54	71	70	0	49	86	11.2	- 0.7	1255
18	11.4	15.8	11.0	12.19	- 1.30	10.2	17.2	86	66	88	83	+13	58	91	—	—	1280
19	11.0	14.8	13.0	12.20	- 1.42	7.0	15.2	61	45	45	55	-15	37	83	11.2	- 1.0	1275
20	7.4	13.4	10.2	9.38	- 4.38	3.0	15.0	71	40	58	61	- 9	38	86	11.4	- 0.9	1280
21	9.2	15.1	15.0	11.64	- 2.26	4.0	19.0	65	33	42	**52**	**-18**	28	83	11.0	- 1.4	1280
22	12.8	18.4	12.4	13.31	- 0.72	6.0	20.0	68	48	60	62	- 8	40	92	12.0	- 0.5	1270
23	10.8	16.8	14.8	13.75	- 0.42	6 8	18.5	70	35	68	60	-10	31	87	12.5	- 0.1	1290
24	13.6	17.8	15.2	15.25	+ 0.95	11.0	20.1	80	53	67	68	- 2	44	87	13 5	+ 0.7	1280
25	13.2	18.8	18.0	16.06	+ 1.62	10.0	22.0	87	47	62	69	- 1	42	93	—	—	1275
26	16.0	21.8	19.4	18.63	+ 4.06	11.0	27.5	73	59	60	62	- 8	28	94	14.0	+ 1.0	1290
27	18.0	27.4	16.0	19.05	+ 4.35	12 0	29.0	65	33	77	62	- 8	32	90	14.5	+ 1.4	1280
28	16.5	21.0	18.0	17.70	+ 2.87	13.2	26 8	76	62	64	70	0	50	88	14.5	+ 1.3	1285
29	15.2	22.2	19.8	17.66	+ 2.70	10.0	25.2	84	48	61	69	- 1	40	88	15.3	+ 1.9	1335
30	18.6	26.5	21.8	**21.44**	**+ 6.35**	15.6	**29.2**	73	30	61	60	-10	30	86	16.5	+ 3.0	1350
31	+17.4	+25.8	+19.4	+20 06	+ 4.85	+15.0	+28 0	84	37	66	64	- 6	34	89	16.7	+ 3.1	1385
Mois	+11.07	+16.32	+12.77	+12.76	- 0.44	+ 7.52	+19.26	80	53	72	70	0			11.38	- 0.31	1272

MOYENNES DE GENÈVE. — MAI 1913

Correction pour réduire la pression atmosphérique de Genève à la pesanteur normale : + 0mm.02. — Cette correction n'est pas appliquée dans les tableaux.

Pression atmosphérique : 700mm +

	1 h. m.	4 h. m.	7 h. m.	10 h. m.	1 h. s.	4 h. s.	7 h. s.	10 h. s.	Moyennes
	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm
1re déc.	20.76	20.50	20 67	20 74	20.35	20.39	20.78	21.45	20.71
2e »	24.78	24.78	25.27	25.21	24.72	24.60	24.86	25 44	24.96
3e »	30.61	30.58	30.90	30.46	29.86	29.31	29.37	30.01	30.14
Mois	25.55	25 46	25.79	25.63	25.13	24.92	25.15	25.77	25.43

Température.

	o	o	o	o	o	o	o	o	o
1re déc.	+ 6.80	+ 5.58	+ 7.95	+10.55	+12.00	+11.67	+ 9 85	+ 7 91	+ 9.04
2e »	9.41	8.16	10.23	12.61	15.39	15.66	13 58	11.51	12.07
3e »	12.54	10.82	14.66	18.08	21.08	21.93	19.11	16.00	16.78
Mois	+ 9.68	+ 8.27	+11.07	+13 89	+16.32	+16.60	+14.34	+11.94	+12.76

Fraction de saturation en %.

1re décade	88	88	82	66	59	58	68	84	74
2e »	85	87	84	68	56	57	68	77	73
3e »	80	85	75	56	44	41	56	70	64
Mois	84	87	80	63	53	52	64	77	70

Dans ce mois l'air a été calme 312 fois sur 1000.

Le rapport des vents $\frac{NNE}{SSW} = \frac{66}{32} = 2.06$

Moyennes des 3 observations (7h, 1h, 9h)

	mm
Pression atmosphérique.......	25.52
Nébulosité	5.2
Température $\frac{7+1+9}{3}$ ..	+13°.39
Température $\frac{7+1+2\times9}{4}$ ..	+13°.23
Fraction de saturation	68 %

Valeurs normales du mois pour les éléments météorologiques, d'après Plantamour :

		mm
Press. atmosphér..	(1836-1875)	25.24
Nébulosité..	(1847-1875).	5.8
Hauteur de pluie..	(1826-1875).	79mm.2
Nombre de jours de pluie.	(id.).	12
Température moyenne ...	(id.).	+13°.20
Fraction de saturat.	(1849-1875).	70 %

Observations météorologiques faites dans le canton de Genève

Résultats des observations pluviométriques

Station	CÉLIGNY	COLLEX	CHAMBÉSY	CHATELAINE	SATIGNY	ATHENAZ	COMPESIÈRES
Hauteur d'eau en mm.	77.5	63.9	63.8	68.2	55.6	57.8	62.6

Station	VEYRIER	OBSERVATOIRE	COLOGNY	PUPLINGE	JUSSY	HERMANCE
Hauteur d'eau en mm.	53.3	69.0	64.0		63.6	63 7

Insolation à Jussy : 222 h. 4

OBSERVATIONS MÉTÉOROLOGIQUES

FAITES AU

GRAND SAINT-BERNARD

PENDANT LE MOIS

DE MAI 1913

Le 1, brouillard et neige.
2, brouillard.
les 3 et 4. neige et très fort vent.
5, 6 et 7, neige.
le 10, neige et fort vent.
11, violente bise et neige.
les 13, 14, 15, 16 et 17. très fort vent, brouillard et neige.
le 19, brouillard.
20, très forte bise.
les 22, 23 et 24, brouillard et forte bise.
le 27, pluie.
29, fort vent.
30, pluie.
31, fort vent.

GRAND SAINT-BERNARD — MAI 1913

Jour du mois	Pression atmosphérique 500mm + 7 h.	1 h.	9 h.	Moyenne 3 Obs.	Ecart av. la norm.	Barographe Min.	Barographe Max.	Vent 7 h.	Vent 1 h.	Vent 9 h.	Dominant	Nébulosité 7 h.	1 h.	9 h.	Moyenne 3 Obs.	Pluie Hauteur (24 h.)	Neige Hauteur (24 h.)
	mm.	mm.	mm.	mm.	mm.	mm.	mm.									mm.	cm.
1	62.7	61.6	61.6	62.0	− 0.7	60.8	62.8	SW. 2	SW. 0	NE. 1	SW. 1	10	10	10	10	19.8	9
2	60.0	60.4	60.2	60.2	− 0.6	59.2	60.8	NE. 2	NE. 1	NE. 1	NE. 1	10	10	10	10	...	....
3	58.5	58.8	58.4	58.6	− 4.3	57.4	59.2	NE. 1	NE. 0	NE 0	calme	10	3	10	8	5.2	3
4	56.5	55.4	54.8	55.6	− 7.4	53.2	57.4	NE. 0	SW. 4	NE. 0	calme	0	10	10	7	....	....
5	52.0	51.6	52.7	**52.1**	− **11.0**	**51.6**	53.2	NE. 1	NE. 0	NE. 1	NE. 1	10	8	10	9	4.1	5
6	54.2	55.1	56.4	55.2	− 8.0	53.2	56.6	NE. 1	NE. 1	NE. 2	NE. 1	10	10	10	10	....	....
7	56.8	58.4	60.3	58.5	− 4.8	56.6	60.7	SW. 1	NE. 1	NE. 0	var.	10	6	0	5	....	....
8	61.0	61.7	62.3	61.7	− 1.7	60.7	62.3	NE. 1	NE. 0	NE. 0	calme	1	8	3	4	....	....
9	61.7	62.2	62.8	62.2	− 1.3	61.6	62.8	SW. 1	SW. 1	SW. 0	SW. 1	8	8	4	7	....	...
10	62.5	62.4	61.7	62 2	− 1.4	61.4	62 7	SW. 0	SW. 2	SW. 3	SW. 2	6	9	10	8	28.9	16
11	61.0	62.4	64.2	62.5	− 1.2	60 9	64 3	NE. 4	NE. 4	NE. 4	NE. 4	10	3	10	8	. ..	....
12	64.4	65.2	65.4	65.0	+ 1.2	64.3	65.4	NE. 0	NE. 0	NE. 0	calme	0	1	2	1	....	....
13	65.4	65.6	66.1	65.7	+ 1.8	65.4	66.2	SW. 2	SW. 1	SW. 3	SW. 2	9	10	10	10	9.6	4
14	66.3	66.4	67.4	66.7	+ 2.7	66.2	67.4	SW. 1	SW. 3	SW. 2	SW. 2	10	10	10	10	15.7	14
15	66.2	66.1	65.9	66.1	+ 2.0	64.7	66.8	SW. 4	SW. 4	SW. 3	SW. 4	10	10	10	10	14.0	7
16	63.9	62.7	61.7	62.8	− 1.4	61.4	64.7	SW. 2	SW. 4	SW. 3	SW. 3	10	10	10	10	18.5	8
17	61.1	61.4	61.7	61.4	− 2.9	61.0	61 7	SW. 1	SW. 3	SW. 3	SW. 2	10	10	10	10	**31.8**	**22**
18	61.3	62.0	63.2	62.2	− 2.2	61.3	63.2	SW. 0	SW. 1	NE. 1	var.	9	9	10	9	....	....
19	62 6	63.0	64.0	63.2	− 1.3	62.5	64.1	NE. 1	NE. 1	NE. 2	NE. 1	5	10	10	8	....	.. .
20	64.2	65.8	67.7	65.9	+ 1.3	64.1	67.8	NE. 3	NE. 3	NE. 0	NE. 2	3	0	0	1	.. .	....
21	67.9	68.2	68.3	68.1	+ 3.1	67.8	68.3	NE. 1	NE. 1	NE. 0	NE. 1	0	0	0	0	....	....
22	68.0	67.7	68.7	68.2	+ 3.4	67.6	68 7	NE. 1	NE. 1	NE. 1	NE. 1	0	5	10	5	....	....
23	68.3	69.0	69.6	69.0	+ 4.1	68.2	69.6	NE. 2	NE. 2	NE. 3	NE. 2	2	6	10	6	....	....
24	69.6	70.2	71 2	70.3	+ 5.3	69.6	71.3	NE. 2	NE. 1	NE. 1	NE. 1	10	2	0	4	....	...
25	71.3	72.2	73.2	72.2	+ 7.2	71.3	73.4	NE. 0	NE. 0	NE. 0	calme	0	0	0	0	....	.. .
26	73.5	73.8	74.1	**73.8**	+ **8.7**	73.4	**74.1**	NE. 0	NE. 0	NE. 0	calme	0	0	6	2	....	....
27	73.4	73.3	72.6	73.1	+ 7.9	71.8	73.6	NE. 0	NE 0	NE. 0	calme	0	2	10	4	2.2	....
28	71.1	71.1	71.1	71.1	+ 5.8	71.0	71.8	NE. 0	NE. 1	NE. 0	calme	10	5	1	5	....	....
29	71.0	71.0	71.3	71.1	+ 5 7	71.0	71.3	SW. 1	SW. 3	SW. 0	SW. 1	2	0	1	1	....	....
30	70.8	70.5	70.3	70.5	+ 5.0	69.8	71.0	SW. 2	NE. 1	NE. 0	var.	10	10	9	10	11.7	....
31	69.4	68.7	69.3	69.1	+ 3.5	68.6	69.8	SW. 2	SW. 3	SW. 1	SW. 2	9	10	9	9	....	....
Mois	64.41	64.64	65.10	64.72	+ 0.88							6.3	6.3	6.9	6.5	164.5	88

GRAND SAINT-BERNARD — MAI 1913

Jour du mois	Température 7 heures	1 heure	9 heures	Moyenne 3 Observ.	Ecart avec la normale	Minimum	Maximum	Fraction de saturation en % 7 h.	1 h.	9 h.	Moyenne 3 Obs	Min.	Max.
	°	°	°	°	°	°	°						
1	− 0.2	+ 0.8	− 6.3	− 1.9	− 0.5	− 7.0	+ 1.1	100	92	94	95	66	100
2	− 6.2	− 1.0	− 6.2	− 4.5	− 3.2	− 7.4	+ 3.0	95	64	89	83	57	97
3	− 5.1	− 0.1	− 3.6	− 2.9	− 1.8	− 6.8	+ 1.2	87	59	96	81	55	96
4	− 4.5	− 2.6	− 7.6	− 4.9	− 3.9	− 8.4	− 0.8	66	80	99	82	66	100
5	− 7.4	− 2.1	− 7.2	− **5.6**	− 4.7	− 8.0	0.0	100	55	100	85	54	100
6	− 7.3	− 2.8	− 5.2	− 5.1	− 4.4	− **8.8**	− 1.4	98	78	100	92	76	100
7	− 4.0	+ 1.0	− 3.0	− 2.0	− 1.4	− 6.1	+ 3.0	100	63	45	69	33	100
8	− 1.8	4.2	+ 0.4	+ 0.9	+ 1.3	− 2.3	7.3	39	48	98	62	28	98
9	0.0	3.2	+ 1.4	1.5	+ 1.8	− 0.6	8.1	89	72	85	82	49	96
10	+ 1.0	+ 3.1	− 2.9	+ 0.4	+ 0.6	− 4.8	+ 4.0	86	83	99	89	71	99
11	− 5.1	− 3.3	− 5.0	− 4.5	− 4.5	− 5.2	− 2.7	96	72	94	87	63	98
12	− 4.9	+ 1.7	+ 0.2	− 1.0	− 1.1	− 6.0	+ 6.1	64	40	55	53	31	86
13	− 1.4	+ 0.4	− 0.6	− 0.5	− 0.8	− 1.8	+ 1.0	96	89	100	95	82	100
14	− 0.9	− 0.9	− 2.3	− 1.4	− 1.8	− 2.4	− 0.7	100	100	100	100	100	100
15	− 1.4	− 0.3	− 1.2	− 1.0	− 1.5	− 2.0	0.0	100	100	100	100	100	100
16	0.0	+ 0.1	− 1.8	− 0.6	− 1.3	− 1.8	+ 0.4	100	100	100	100	100	100
17	− 1.8	− 0.3	− 1.3	− 1.1	− 1.9	− 2.0	0.0	99	100	100	100	98	100
18	− 0.2	+ 3.0	+ 2.0	+ 1.6	+ 0.7	− 1.4	+ 6.2	100	81	91	91	62	100
19	− 1.3	+ 0.8	− 4.4	− 1.6	− 2.7	− 5.4	2.6	81	83	100	88	66	100
20	− 7.5	− 0.8	− 3.9	− 4.1	− **5.3**	− 7.6	1.0	98	32	63	64	**26**	98
21	− 0.4	+ 5.3	+ 1.2	+ 2.0	+ 0.7	− 2.5	8.0	46	42	74	**51**	39	78
22	− 0.1	3.8	− 1.4	+ 0.8	− 0.6	− 1.6	5.4	82	61	100	81	50	100
23	− 3.4	2.0	+ 0.6	− 0.3	− 1.9	− 3.6	3.4	100	60	99	86	48	100
24	− 0.4	5.2	2.1	+ 2.3	+ 0.6	− 0.6	7.4	100	56	95	84	52	100
25	+ 4.0	9.4	4.8	6.1	+ 4.3	+ 1.9	11.7	70	48	75	64	43	94
26	4.4	10.8	4.8	6.7	+ 4.8	3.7	11.8	82	41	99	71	38	99
27	5.0	11.9	4.2	**7.0**	+ **4.9**	3.3	**13.7**	71	36	80	62	32	85
28	3.9	7.0	4.0	5.0	+ 2.8	3.5	9.4	94	53	89	79	48	94
29	3.6	7.7	6.8	6.0	+ 3.7	3.2	11.3	84	59	86	76	50	98
30	4.6	4.0	5.3	4.6	+ 2.2	3.8	8.2	100	82	85	89	62	100
31	+ 3.8	+ 6.4	+ 4.2	+ 1.8	+ 2.3	+ 3.8	+ 6.6	98	78	94	90	71	99
Mois	− 1.13	+ 2.50	− 0.71	+ 0.22	− 0.29	− 2.61	+ 4.38	88	68	90	82		

MOYENNES DU GRAND SAINT-BERNARD. — MAI 1913

Correction pour réduire la pression atmosphérique du Grand Saint-Bernard à la pesanteur normale : — $0^{mm}.22$. — Cette correction n'est pas appliquée dans les tableaux.

Pression atmosphérique : 500mm + | **Fraction de saturation en %**

	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne
	mm	mm	mm	mm				
1re décade	58.59	58.76	59.12	58.82	86	69	90	82
2e »	63.64	64.06	64.73	64.14	93	80	90	88
3e »	70.39	70.52	70.88	70.60	84	56	89	76
Mois	64.41	64.64	65.10	64.72	88	68	90	82

Température.

	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s	Moyenne. $\frac{7+1+9}{3}$	Moyenne. $\frac{7+1+2 \times 9}{4}$
	°	°	°	°	°
1re décade	— 3.55	+ 0.37	— 4.02	— 2.40	— 2.80
2e »	— 2.45	+ 0.04	— 1.83	— 1.41	— 1.52
3e »	+ 2.27	+ 6.68	+ 3.33	+ 4.09	+ 3.90
Mois	— 1.13	+ 2.50	— 0.71	+ 0.22	— 0.01

Dans ce mois l'air a été calme 323 fois sur 1000

Le rapport des vents $\frac{NE}{SW} = \frac{55}{66} = 0.83$

Pluie et neige dans le Val d'Entremont.

Station	Martigny-Ville	Orsières	Bourg-St-Pierre	St-Bernard
Eau en millimètres	29.5	52.5	55.3	164.5
Neige en centimètres.. .			28	88

BIBLIOTHÈQUE UNIVERSELLE

ARCHIVES DES SCIENCES PHYSIQUES ET NATURELLES

TABLE DES MATIÈRES

CONTENUES DANS LE TOME TRENTE-CINQUIÈME

(4me PÉRIODE)

1913 — Nos 1 à 6

Pages

Compte rendu des séances de la Société de physique et d'histoire naturelle de Genève

Pages

Compte rendu des séances de la Société vaudoise des Sciences naturelles, à Lausanne

Compte rendu des séances de la Société suisse de physique des 7 et 8 mars 1913, à Zurich

Compte rendu de la séance de la Société suisse de chimie du 1er mars 1913, à Lausanne

BULLETIN SCIENTIFIQUE

MATHÉMATIQUES

PHYSIQUE

CHIMIE

OBSERVATIONS MÉTÉOROLOGIQUES

faites à Genève et au Grand Saint-Bernard





